

Strahlende und nichtstrahlende Rekombination in GaInN/GaN Quantenfilmen

Von der Fakultät für Physik
der Technischen Universität Carolo Wilhelmina
zu Braunschweig
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr.rer.nat.)
genehmigte
Dissertation

von Carsten Netzel
aus Peine

1. Referent: Prof. Dr. A. Hangleiter
2. Referent: Prof. Dr. Dr. h. c. J. Litterst
eingereicht am: 16.10.2006
mündliche Prüfung (Disputation) am: 08.02.2007
Druckjahr: 2007

Vorabveröffentlichungen der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Fakultät für Physik, vertreten durch die Mentorin oder den Mentor / die Betreuerin oder den Betreuer der Arbeit, in den folgenden Beiträgen veröffentlicht:

Publikationen:

- A. Hangleiter, S. Lahmann, C. Netzel, U. Rossow, P. R. C. Kent, and A. Zunger: Electron and Hole Confinement in GaInN/GaN and AlGaIn/GaN Quantum Wells. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **693**(I7.2.1), (2002)
- A. Hangleiter, D. Fuhrmann, M. Greve, F. Hitzel, G. Klewer, S. Lahmann, C. Netzel, N. Riedel, and U. Rossow: Towards understanding the emission efficiency of nitride quantum wells. *Phys. Stat. Sol.(a)* **201**, pp. 2808 (2004)
- A. Hangleiter, F. Hitzel, C. Netzel, D. Fuhrmann, U. Rossow, G. Ade, and P. Hinze: Suppression of Nonradiative Recombination by V-Shaped Pits in GaInN/GaN Quantum Wells Produces a Large Increase in Light Emission Efficiency. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 127402 (2005)
- D. Fuhrmann, C. Netzel, U. Rossow, A. Hangleiter, G. Ade, and P. Hinze: Optimization scheme for the quantum efficiency of GaInN-based green-light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 071105 (2006)

Tagungsbeiträge:

- C. Netzel, R. Doloca, S. Lahmann, U. Rossow, and A. Hangleiter: Radiative and Nonradiative Recombination Times in Optically Excited GaInN/GaN Quantum Wells. *Phys. Stat. Sol.(c)* **0**(1), pp. 324 (2002)
- C. Netzel, S. Heppel, F. Hitzel, S. Miller, A. Weimar, G. Brüderl, H. J. Lugauer, A. Lell, V. Härle, and A. Hangleiter: Comparative study between laser performance and carrier lifetime of 400 nm emitting GaInN/GaN laser diodes. *Phys. Stat. Sol.(c)* **0**(7), pp. 2304 (2003)
- C. Netzel, S. Heppel, S. Miller, M. Furitsch, A. Leber, A. Lell, V. Härle, and A. Hangleiter: Changes in excess carrier recombination dynamics caused by aging of GaN-based blue laser diodes. *Phys. Stat. Sol.(c)* **2**(7), pp. 2708 (2005)

- C. Netzel, F. Hitzel, U. Rossow, and A. Hangleiter: Specific emission characteristics of high-quantum-efficiency GaInN/GaN heterostructures. *Phys. Stat. Sol.(c)* **2**(7), pp. 2712 (2005)
- D. Fuhrmann, U. Rossow, C. Netzel, H. Bremers, G. Ade, P. Hinze, and A. Hangleiter: Optimizing the internal quantum efficiency of GaInN SQW structures for green light emitters. *Phys. Stat. Sol.(c)* **3**(6), pp. 1966 (2006)

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	8
1 Einleitung	13
2 Grundlagen	17
2.1 Gruppe-III-Nitride	17
2.1.1 Wachstum	17
2.1.2 Kristallstruktur	18
2.1.3 Bandstruktur	19
2.2 Heterostrukturen der Gruppe-III-Nitride	22
2.3 Rekombinationsmechanismen	26
2.3.1 Absorption	26
2.3.2 Generation und Rekombination	27
2.3.3 Strahlende Rekombination	28
2.3.4 Nichtstrahlende Rekombination	29
3 Experimente und Proben	34
3.1 Zeitaufgelöste Photolumineszenz	34
3.1.1 Experimenteller Aufbau	34
3.1.2 Auswertungen	36
3.2 CW Photolumineszenz	44
3.2.1 Experimenteller Aufbau	44
3.2.2 Auswertungen	45
3.3 Optische Verstärkungsspektroskopie	47
3.3.1 Experimenteller Aufbau	47
3.3.2 Auswertungen	48
3.4 Aufbau der Halbleiterstrukturen	51
3.4.1 MQW-, SQW- und LED-Strukturen	51
3.4.2 Laserstrukturen und Laserridges	52
4 Untersuchungen und Ergebnisse	55
4.1 Auswirkungen von V-Defekten in GaInN/GaN-Heterostrukturen	55
4.1.1 Das Auftreten mehrerer Emissionslinien und ihr Ursprung	56
4.1.2 Analyse der Emissionsspektren: Linienlagen und Linienbreiten	68
4.1.3 Wirksamkeit der V-Defekt-Quantenfilme zur Unterbindung nicht-strahlender Rekombination	79

4.1.4	Rekombinationsdynamik von Überschussladungsträgern in V-Defekt- durchsetzten Quantenfilmen	89
4.1.5	V-Defekte in LEDs kommerzieller Hersteller?	104
4.2	Nichtstrahlende Rekombination in GaInN/GaN Laserstrukturen	109
4.2.1	Sind gute Laser auch gute LEDs?	109
4.2.2	Untersuchungen zur Laseralterung	125
5	Ausblick	137
A	Liste der untersuchten Strukturen	139
	Literaturverzeichnis	144
	Danksagung	159

Zusammenfassung

Die in dieser Arbeit präsentierten Untersuchungen beschäftigen sich mit dem Auftreten von V-Defekten in mittels Metallorganischer Gasphasenepitaxie gewachsenen GaInN/-GaN-Quantenfilmstrukturen und den Auswirkungen, die die V-Defekte, bzw. die GaInN-Quantenfilme auf den V-Defekt-Facetten auf die Emissions- und Rekombinationseigenschaften der gesamten GaInN/GaN-Quantenfilmstruktur haben. Die V-Defekte selbst, invers pyramidale Aussparungen mit hexagonalem Grundriss in den Halbleiterschichten, entstehen unter geeigneten Wachstumsbedingungen um die Durchstoßversetzungen herum, die sich beim gitterfehlangepassten Wachstum von GaN auf den Fremdsubstraten Saphir oder Siliziumkarbid vom Substrat ausgehend in Wachstumsrichtung durch den Kristall ziehen [1, 2]. Werden GaInN-Schichten über V-Defekt-durchsetzte Schichten gewachsen, liegen auf den (1-101)-Facetten der V-Defekte und den (0001)-Facetten, der Wachstumsfront der Struktur, unterschiedliche Wachstumsgeschwindigkeiten vor, die zu unterschiedlich breiten GaInN-Quantenfilmen auf den jeweiligen Facetten führen [3, 4].

Gliederung der Arbeit:

Nach einer Einführung in das Themengebiet und einer Beschreibung der Grundlagen der Gruppe-III-Nitride, ihrer Heterostrukturen und verschiedener, relevanter Rekombinationsmechanismen werden die angewendeten Messmethoden und die untersuchten GaInN/GaN-Halbleiterstrukturen vorgestellt, bevor auf die konkreten Untersuchungen und die Ergebnisse eingegangen wird. Die Untersuchungen sind in zwei größere Themengebiete unterteilt. Der erste Teil behandelt explizit die V-Defekte und ihre Auswirkung auf die Emissionen aus GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen, der zweite Teil beschäftigt sich mit der Optimierung von GaInN/GaN-basierten Laserstrukturen und der Laseralterung.

Die V-Defekt-Quantenfilme als Ursprung einer zusätzlichen Emission:

- Bei einer optischen Anregung der GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen mit V-Defekten in der aktiven Zone tritt neben der Hauptemission aus den Quantenfilmen auf den (0001)-Facetten auch eine höherenergetische Emission aus den Quantenfilmen auf den V-Defekt-Facetten (1-101) auf. Diese zusätzliche Emission ist nicht nur mittels hochauflösenden SNOM-Messungen [5] detektierbar, sondern sie ist auch in Photolumineszenzexperimenten bei tiefen Temperaturen bis 100 K beobachtbar.
- Die hochenergetische Emission stammt eindeutig aus den Quantenfilmen auf den V-Defekt-Facetten und kann nicht durch andere strahlende Rekombinationsprozesse

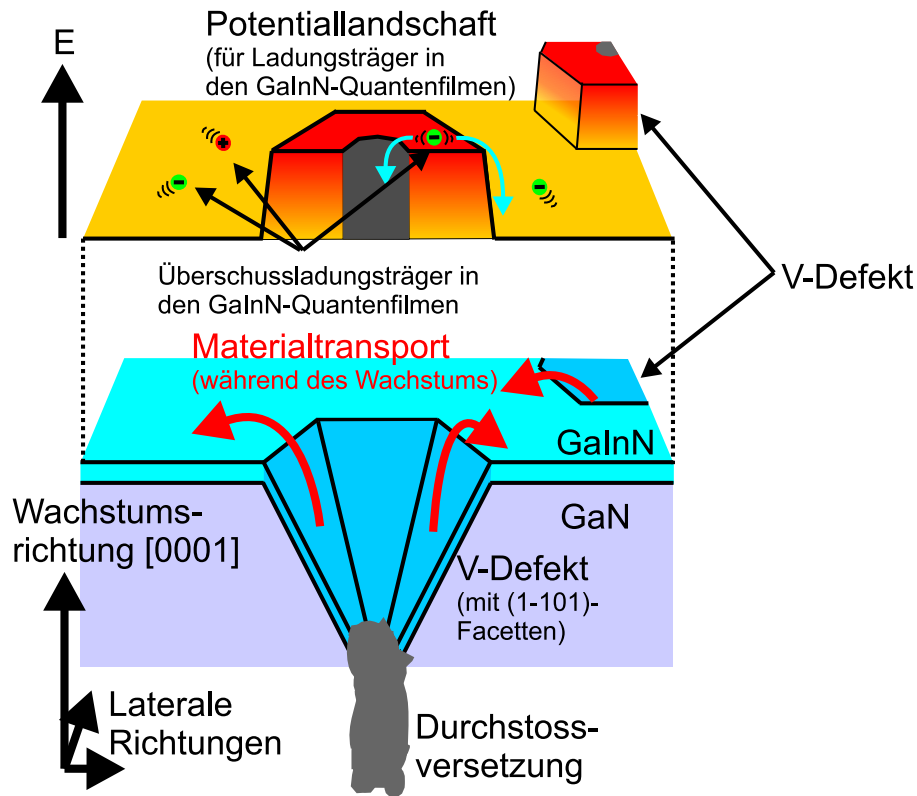


Abbildung 1: Schema eines V-Defekts mit aufgewachsenen GaInN-Quantenfilm und der entsprechenden Potentiallandschaft für freie Ladungsträger im Quantenfilm.

se oder Rekombinationsmodelle wie der Rekombination über Störstellen oder der Lokalisation von Ladungsträgern erklärt werden.

- Das Intensitätsverhältnis der V-Defekt-Emission zur Hauptemission hängt von der Ausdehnung der V-Defekte und der Dichte der V-Defekte bzw. der Durchstoßversetzungen in der jeweiligen GaInN/GaN-Quantenfilmstruktur ab. Es ist durch die Oberflächenanteile der (0001)- und der (1-101)-Facetten zum Zeitpunkt des GaInN-Quantenfilmwachstums bestimmt.

Emissionsenergien und Linienbreiten in V-Defekt-durchsetzten Heterostrukturen:

- Die Emissionswellenlänge der V-Defekt-Emissionen ist an die Emissionswellenlänge der Hauptemission gekoppelt, da die GaInN-Quantenfilme unter denselben Wachstumsbedingungen, nur auf verschiedenen Facetten entstehen.
- Neben einer geringeren Quantenfilmbreite [3] und geringeren piezoelektrischen Feldern [6, 7] scheint auch ein geringerer Einbau von Indium in die Quantenfilme auf den V-Defekt-Facetten für die hochenergetische Lage der V-Defekt-Emission verantwortlich zu sein. Dies gilt besonders bei hohen mittleren In-Gehalten in den GaInN-Quantenfilmen bzw. bei niedrigen Wachstumstemperaturen für die Quantenfilme.

- Die Präsenz von V-Defekten während des Quantenfilmwachstums führt zu einem Materialtransport von Indium und Gallium aus den V-Defekten auf die c-Flächen (0001). So bewirken die V-Defekte einhergehend mit dem fortschreitenden Anwachsen der V-Defekt-Größe während des Wachstums der aktiven Zone eine Zunahme der Quantenfilmbreite und der Kompositionsfluktuationen auf den c-Flächen. Es folgt im Zusammenspiel mit den piezoelektrischen Feldern über den Quantenfilmen eine Rotverschiebung, sowie eine Zunahme der Emissionslinienbreite der Hauptemission.
- Die V-Defekt-Emissionen selbst weisen in Photolumineszenzmessungen mit makroskopischen Anregungsflächen von rund $5 \cdot 10^{-5} \text{cm}^2$ eine größere Linienbreite als die Hauptemissionen auf, während in SNOM-Untersuchungen mit rund 100 nm Auflösung relativ zur Hauptemission schmalere Linienbreiten der V-Defekt-Emissionen beobachtet wurden [5]. Dies kann durch eine Variationen der Breiten der V-Defekt-Quantenfilme auf den Facetten der V-Defekte und zwischen den einzelnen V-Defekten bedingt sein.

Wirkung der V-Defekte als Potentialbarrieren:

- Die V-Defekte wirken, bedingt durch ihre schmalen GaInN-Quantenfilme, als Energiebarrieren für die Ladungsträger in den Quantenfilmen der c-Flächen, die daran gehindert werden, die nichtstrahlenden Rekombinationszentren in der Nähe der Durchstoßversetzungen zu erreichen [3, 5]. Sie separieren die GaInN-Quantenfilme der c-Fläche von den Versetzungen. Auf diese Weise wird die nichtstrahlende Rekombination unterdrückt und es werden hohe interne Quantenausbeuten von über 70 % bei Raumtemperatur realisiert.
- Über die qualitative Wirkung der V-Defekte als Barrieren hinaus wird gezeigt, dass die Barrierenhöhe, die die GaInN-Quantenfilme auf den V-Defekt-Facetten aufweisen, auch quantitativ mit den Aktivierungsenergien der nichtstrahlenden Verlustprozesse für Überschussladungsträger in den GaInN-Quantenfilmen der c-Flächen korreliert. Die V-Defekt-Barrieren bestimmen damit das Ausmaß der nichtstrahlenden Rekombination über die Defektzustände der Durchstoßversetzungen.
- Der Prozess der Lokalisation von Ladungsträgern, bedingt durch Potentialfluktuationen in den GaInN-Quantenfilmen, ist in den untersuchten GaInN-Quantenfilmstrukturen präsent. Die Lokalisation ist aber viel zu schwach, um bei Raumtemperatur noch wirksam zu sein und kann deshalb in den untersuchten Strukturen nicht für die erreichten hohen Quantenausbeuten verantwortlich sein.
- Um effizient als Barrieren wirken zu können, bedarf es keiner besonders stark ausgeprägten V-Defekte. Eine V-Defekt-Tiefe von rund 20 nm zeigt schon die Unterdrückung der nichtstrahlenden Rekombinationsprozesse bis zu Raumtemperatur, obwohl eine Emission aus den GaInN-Quantenfilmen der V-Defekt-Facetten bei dieser geringen Ausprägung der V-Defekte noch nicht detektierbar, und damit ihr Nachweis über Photolumineszenzmessungen nicht durchführbar ist.

Rekombinationsdynamik in V-Defekt-durchsetzten Heterostrukturen:

- Die effektive Rekombinationszeit in GaInN/GaN-Quantenfilmsystemen ist im wesentlichen gegeben durch den Überlapp von Elektronen- und Löcherwellenfunktionen im feldüberlagerten Quantenfilm und der schnellen nichtstrahlenden Rekombination bei hohen Temperaturen. Darüber hinaus prägen Abschirmungen der Felder durch hohe Ladungsträgerdichten in den Quantenfilmen und die Lokalisation von Ladungsträgern die Rekombinationsdynamik in den Quantenfilmen. Diese zwei Prozesse haben nicht nur Einfluss auf die effektive Rekombinationszeit, sondern bewirken auch die starke Nichtexponentialität des zeitlichen Abklingens der Photolumineszenzintensität nach einer gepulsten Anregung.
- Sind stark ausgeprägte V-Defekte mit GaInN-Quantenfilmen auf ihren Facetten in den GaInN/GaN-Heterostrukturen vorhanden und werden Ladungsträger in allen GaInN-Schichten generiert oder injiziert, so ist die Rekombinationsdynamik der Hauptemission zusätzlich überlagert von einem Ladungsträgertransfer aus den V-Defekt-Quantenfilmen in die Zustände niedrigerer Energie der Quantenfilme der c-Flächen. Der Ladungsträgertransfer führt zu einem verzögerten Abklingen der Photolumineszenz der Hauptemission aus den Quantenfilmen der c-Flächen, solange die Ladungsträgerdichte in den V-Defekt-Quantenfilmen und damit der Transfer von Ladungsträgern groß ist. Gleichzeitig ist der Ladungsträgertransfer ein nicht-strahlender Konkurrenzprozess für die strahlenden Rekombination in den V-Defekt-Quantenfilmen.

Allgemeingültigkeit des Modells des V-Defekt-Barrieren:

- Anhand von kommerziell vertriebenen GaInN/GaN-LEDs verschiedener Hersteller wird gezeigt, dass das Auftreten von hochenergetischen, zusätzlichen Emissionen eine universelle Eigenschaft von auf hohe Quantenausbeute optimierten GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen ist.
- Die Emissionscharakteristika der kommerziellen LED-Strukturen deuten auf die Präsenz von V-Defekt-Quantenfilmen. Die V-Defekte scheinen damit auch bei der industriellen Herstellung von GaInN/GaN-LEDs eine Relevanz für die bei Raumtemperatur zu erreichenden, hohen Quantenausbeuten zu haben.

Untersuchungen an LD-Strukturen:

- Die GaInN-Quantenfilme in Laserstrukturen müssen anders konzipiert sein als in LED-Strukturen. In LED-Strukturen erhöhen V-Defekte durch ihre Barrierenwirkung um die nichtstrahlenden Rekombinationszentren die interne Quantenausbeute. Bei Laserstrukturen wirken die V-Defekte zwar genauso, aber die negativen Auswirkungen der V-Defekte auf die optischen Verstärkungseigenschaften wiegen schwerer. Hohe interne Quantenausbeuten durch V-Defekte und hohe optische Verstärkung schließen sich hier gegenseitig aus.
- Die V-Defekte reduzieren die optische Verstärkung, indem sie den Confinement-Faktor der Lasermode in den Quantenfilmen reduzieren, und sie erhöhen die Wellenleiterverluste der Lasermode.

- Da bei hohen Ladungsträgerdichten im Laserbetrieb die strahlende Rekombinationszeit auch bei Raumtemperatur mindestens so kurz wie die nichtstrahlende ist, ist eine zusätzliche Unterdrückung der nichtstrahlenden Rekombination, um die strahlende Rekombination zu begünstigen, bei Laserdioden nicht nötig, solange die Versetzungsdichte gering genug ist. GaInN/GaN-Laserdioden können ohne V-Defekte bei Raumtemperatur funktionieren. Eine generelle Verminderung der nichtstrahlenden Verluste mittels einer Reduzierung der Durchstoßversetzungsdichte zur Minimierung des Aufheizens der Laser im Betrieb ist dennoch vorteilhaft [8, 9].
- Untersuchungen zur Auswirkung der Alterung von GaInN/GaN-Lasern während des Betriebes zeigen, dass eine Verminderung der optischen Verstärkungseigenschaften zugunsten leicht erhöhter interner Quantenausbeuten bei niedrigen Überschussladungsträgerdichten auch bei gealterten Lasern auftritt. Ein Zusammenhang mit V-Defekten liegt hierbei nicht vor. Die leichte Erhöhung der internen Quantenausbeute in Experimenten mit niedriger Anregungsleistung bei den gealterten LDs entspricht einer geringen Verstärkung der Prozesse, die die Überschussladungsträger von den nichtstrahlenden Zentren fern halten, ohne dass ausgeprägte V-Defekte vorhanden sind. Eine durch die Alterung bedingte In-Diffusion Nahe der Durchstoßversetzungen könnte die Ursache hierfür sein.
- Die Alterung bewirkt eine deutliche Erhöhung der nichtstrahlenden Rekombinationsrate im Laserbetrieb bzw. bei sehr hohen Anregungsleistungen. Offensichtlich werden bei gealterten GaInN/GaN-Laserstrukturen bei hohen Ladungsträgerdichten und Raumtemperatur Störstellen, die als nichtstrahlende Zentren wirken und die bei nicht gealterten Laserstrukturen nicht vorhanden sind, für die Ladungsträger aus den Quantenfilmen erreichbar. Im Fall niedriger thermischer Energien der Ladungsträger sind diese Störstellen nicht erreichbar. Eine während der Laseralterung stattfindende Diffusion von Magnesium in die Nähe der Quantenfilme wäre eine Erklärung.

Kapitel 1

Einleitung

Die Gruppe-III-Nitride Galliumnitrid (GaN), Indiumnitrid (InN) und Aluminiumnitrid (AlN) bilden ein Halbleitermaterialsystem, dessen ternäre und quaternäre Mischverbindungen $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$ direkte Bandlücken besitzen, die sich über einen Energiebereich von 0.65 bis 6.2 eV erstrecken [10, 11, 12]. Das Materialsystem deckt damit einen spektralen Bereich ab, der von infrarot, über das gesamte sichtbare, bis nach ultraviolett (UV) reicht, wobei die direkte Bandlücke eine effiziente Lichterzeugung in diesen Halbleitern ermöglicht.

Von besonderem Interesse bei den Gruppe-III-Nitriden ist der blaue und der ultraviolette Spektralbereich. Bis Nakamura 1993 die Herstellung von blau emittierenden Leuchtdioden (**LEDs**) mit GaInN als emittierender Schicht gelang [13], gab es neben den AlGaInP-basierten, rot emittierenden und den GaP-basierten, gelb und grün emittierenden LEDs kein Halbleitermaterial, das eine effiziente Emission im blauen Spektralbereich zeigte. Die GaInN-LEDs bieten damit die dritte Grundfarbe, was in Kombination mit rotem und grünem Licht ein Einstellen aller Farbwerte ermöglicht. Auch Weißlicht ist durch den Einsatz von blau emittierenden GaInN/GaN-LEDs realisierbar. So können gelblich oder rötlich fluoreszierende Schichten auf blauen LEDs aufgebracht werden, die das hochenergetische blaue Licht teilweise absorbieren und deren Emission zur additiven Mischung von Weißlicht beiträgt. Vorteile der Halbleiter-LEDs gegenüber herkömmlichen Lichtquellen wie Glühlampen und Gasentladungslampen sind die Unempfindlichkeit und die Langlebigkeit, die geringe Größe und die geringen Wärmeverluste im Betrieb. Die Anwendungen für die LEDs reichen damit vom Vollfarbdisplay, über Lichtsignale wie z.B. bei Ampelanlagen bis zur Raum- und Objektbeleuchtung.

Neben den LEDs ist auch die Entwicklung von Halbleiterlaserdioden von Bedeutung. Durch die kurze Wellenlänge des blauen und besonders des ultravioletten Laserlichtes aus GaN-basierten Laserdioden (**LDs**), wird die Informationsdichte auf optischen Speichermedien vergrößert. Ebenfalls verbessert wird die Feinheit der Strukturen, die mit diesen Lichtquellen in Druckern, in Kopierern oder in der Lithographie definiert werden können. Außerdem stellen UV-Laserdioden gegenüber aktuellen Lasersystemen eine äußerst günstige Alternative in der UV-Spektroskopie dar. Weitere Anwendungsmöglichkeiten für UV-Emitter existieren in der Biologie und der Medizin oder im Hygienebereich, wo sie zur Sterilisation eingesetzt werden können. Die große Bandlücke von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ und die ebenfalls große Leitungsbanddiskontinuität zwischen GaN und AlGaN machen Heterostrukturen dieser Halbleiter geeignet für HEMTs (**H**igh **E**lectron

Mobility Transistors), da neben einer Unempfindlichkeit gegenüber hohen Temperaturen nur geringe Leckströme entstehen [14]. Die große Bandlücke von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ermöglicht außerdem eine gegenüber dem sichtbaren Spektralbereich blinde Detektion von UV-Licht [15, 16, 17]. Eine Charakteristik der Gruppe-III-Nitride ist das Auftreten von spontanen und piezoelektrischen Feldern im Halbleiterkristall, die die Verwendung von bestimmten Schichtstrukturen als Oberflächensensoren erlauben [18, 19, 20].

In dieser Arbeit werden Heterostrukturen der Gruppe-III-Nitride untersucht, die in LEDs und LDs zur Lichterzeugung verwendet werden, oder die im Rahmen der Optimierung dieser optoelektronischen Bauteile hergestellt wurden.

Mehrere größere Hürden mussten seit den ersten Epitaxieversuchen Anfang der 70er Jahre [21] in der Entwicklung von GaN-basierten LEDs und LDs überwunden werden. Mitte der 80er bis Anfang der 90er Jahre gelang erstmals die Herstellung qualitativ hochwertiger GaN-Schichten auf Fremdsubstrat durch den Einsatz von AlN- und GaN-Nukleationsschichten [22, 23, 24]. Um LEDs und LDs betreiben zu können, bedurfte es aber noch eines p-n-Übergangs, in dem die emittierenden Schichten eingebettet sind. n-leitendes GaN war mit Silizium-Dotierung (GaN:Si) leicht zu erzeugen, aber die p-Leitung konnte über längere Zeit nicht realisiert werden. Erst 1989 gelang Amano et al. [25] und 1992 Nakamura et al. [26] die Herstellung von p-leitendem GaN durch Magnesium-Dotierung (GaN:Mg) und einer anschließenden Aktivierung des Magnesiums durch eine Bestrahlung mit Elektronen (LEEBI / Low-Energy Electron Beam Irradiation) bzw. durch einen Tempersschritt. Wenig später gelang auch das Wachstum von qualitativ hochwertigen GaInN-Schichten mit unterschiedlichen Indium-Gehalten [27] und die Herstellung der ersten blauen [28], grünen [29] und ultravioletten [30] LEDs mit GaInN-Quantenfilmen. Seitdem wurde der Wellenlängenbereich der Emission von LEDs auf GaN-Basis von 269 nm (kontinuierlich betrieben (**cw**)) [31] bzw. 237 nm (gepulst betrieben) [32] bis auf 675 nm [33], allerdings mit leistungsabhängiger Emissionswellenlänge, ausgedehnt.

Ab 1996 wurden erfolgreich violette GaN-basierte Laserdioden hergestellt, die zunächst nur gepulst [34], später aber auch im cw-Betrieb bei Raumtemperatur Lebensdauern von mehreren tausend Stunden zeigten [8]. Die Epitaxie auf GaN-Substraten [35] und die Anwendung von ELOG-Verfahren (**E**pitaxially **L**ateral **O**ver **G**rowth) [9] ermöglichte die Realisierung dieser langen Lebensdauern und eine Erhöhung der optischen Ausgangsleistungen von Laserdioden. Der spektrale Bereich, in dem LDs bisher realisiert wurden, erstreckt sich aber erst von 343 nm (gepulst) bzw. 369 nm (cw) [36, 37] bis 460 nm (cw) [38]. Optisch gepumpte AlGaIn-Laserstrukturen zeigen dagegen Verstärkung bis 242 nm [39]. Die Entwicklung von grünen und tief ultravioletten Laserdioden ist Gegenstand aktueller Forschung.

Die Gruppe-III-Nitride weisen eine Reihe von Besonderheiten auf, die sich auf die optischen Eigenschaften von LEDs und LDs auswirken. Die meisten dieser Besonderheiten basieren auf der Existenz von großen piezoelektrischen und spontanen Feldern in GaN/GaInN/GaN- oder AlGaIn/GaN/AlGaIn-Quantenfilmen [40]. Im einzelnen sind dies ein großer Stokes-Shift zwischen Absorptions- und Emissionsenergie [41], der genau wie die spektralen Breiten der Emissionslinien abhängig von der Quantenfilmdicke und der Komposition der ternären Halbleiter ist [42, 43, 44], eine von der Anregungsleistung abhängige Blauverschiebung der Quantenfilmemission [45, 46] und eine räumliche Tren-

nung von Elektron- und Lochwellenfunktionen über den Quantenfilm, mit den daraus folgenden Konsequenzen für die Rekombinationszeiten der Ladungsträger [47, 48]. Das gitterfehlangepasste Wachstum der Gruppe-III-Nitride auf Fremdsubstraten wie Saphir ($\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$) oder Siliziumkarbid (6H-SiC) führt zu hohen Dichten von Durchstoßversetzungen in der Größenordnung von 10^8 bis $10^{10} \frac{1}{\text{cm}^2}$, die in der Regel an der Grenzschicht zwischen Substrat und epitaktisch gewachsener Schicht entstehen, und die sich in Wachstumsrichtung durch die gesamte Kristallstruktur ziehen [49]. Diese Durchstoßversetzungen wurden als Zentren nichtstrahlender Rekombination identifiziert [50, 51]. Trotz hoher Defektdichten konnte jedoch eine sehr effiziente Lichterzeugung in diesen Strukturen erreicht werden [49, 36, 52]. Chichibu et al. [53] schloss aus Photolumineszenzexperimenten an Strukturen mit verschiedenen Defektdichten, dass in GaInN-Quantenfilmen durch kurze Diffusionslängen die Erreichbarkeit der Durchstoßversetzungen für Ladungsträger eingeschränkt ist, was die Funktion der Durchstoßversetzungen als nichtstrahlende Rekombinationszentren beeinträchtigt. Zudem wurde die optische Ausgangsleistung von GaInN-basierten LEDs als nahezu unabhängig von der Defektdichte beobachtet [54]. Die Wirksamkeit von Durchstoßversetzungen als nichtstrahlende Rekombinationszentren wird in den GaInN-Quantenfilmstrukturen unterdrückt. Bisher wurde dafür vorwiegend die Lokalisation von Ladungsträgern, bedingt durch Kompositionsfluktuationen [41, 55, 56, 57] oder Phasenseparation [47, 58, 59] in GaInN-Quantenfilmen verantwortlich gemacht. Die Lokalisation von Ladungsträgern wurde oft ebenfalls als Grund für die Effekte auf die optischen Eigenschaften der Quantenfilmstrukturen angesehen, wie sie auch durch die piezoelektrischen und spontanen Felder hervorgerufen werden. Zusätzlich deutet eine Abweichung vom temperaturabhängigen Verlauf der Emissionsenergie nach Varshni [60, 61] auf eine Lokalisation von Ladungsträgern. Mittels Kathodolumineszenzmessungen [57] und SNOM-Messungen (**S**canning **N**earfield **O**ptical **M**icroscope) [41, 62, 63] konnte unterstützend eine räumliche Variation der Emissionsenergie und des In-Gehalts in GaInN-Quantenfilmen festgestellt werden, die jedoch in ihrem Ausmaß angezweifelt wird [64, 65]. Die Unterdrückung der nichtstrahlenden Prozesse kann zudem auch durch ein anderes Modell erklärt werden [3, 5], welches auf einer Trennung der generierten Ladungsträger und der Durchstoßversetzungen durch Quantenfilmstrukturen mit höherer Bandlücke um die Durchstoßversetzungen herum basiert. Die Gebiete höherer Bandlücke entstehen im Wachstumsprozess durch die Ausbildung von invers pyramidalen Oberflächendefekten (V-Defekten) um die Durchstoßversetzungen. Auf den V-Defekten bilden sich während des Wachstumsprozesses schmalere GaInN-Quantenfilme mit höheren effektiven Bandlücken. Die Auswirkungen von Lokalisation und piezoelektrischen und spontanen Feldern in GaN-basierten Quantenfilmstrukturen, sowie der dominante Mechanismus, der die nichtstrahlende Rekombination unterdrückt, sind immer noch kontrovers diskutierte Themen und werden auch in dieser Arbeit aufgegriffen. Insbesondere wird auf die Wirksamkeit der V-Defekt-Barrieren zur Steigerung der Effizienz von optoelektronischen Bauteilen und ihre Auswirkungen auf die optischen Eigenschaften von GaInN-Quantenfilmstrukturen eingegangen.

Gegenüber LEDs zeigten sich GaN-basierte LDs sehr wohl in ihrer Funktion durch die hohen Defektdichten in den epitaktisch gewachsenen Schichtstrukturen eingeschränkt. Erst durch den Einsatz von defektreduzierenden ELOG-Methoden im Wachstum konnten lange Lebensdauern für LDs von über 10000 Stunden erreicht werden [8, 9]. Der Unter-

schied zwischen den strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationsmechanismen in den aktiven Zonen von LED-Strukturen und LD-Strukturen ist ebenfalls ein Aspekt der vorliegenden Arbeit.

Die schnelle Alterung von Laserdioden während des Betriebs ist ein wesentliches Hindernis bei der Herstellung von zuverlässig funktionierenden, GaN-basierten LDs. Die Alterung ist ein irreversibler Prozess. Die optische Verstärkung der Laserstrukturen wird reduziert und die Leistungsverluste und Schwellströme steigen [66]. Neben der Degradation der Laserfacetten [67] gibt es weitere mögliche Ursachen für die Laseralterung. Dazu gehören die Diffusion von Dotieratomen [68, 69], hohe lokale Stromdichten [70, 71], hohe Temperaturen [72] und Veränderungen der Struktur [73] und der Defekte in der aktiven Zone der Laserdioden [74]. Im letzten Teil dieser Arbeit werden Auswirkungen der Alterung auf GaInN/GaN-Laserdioden untersucht, um die genauen Mechanismen der Alterung weiter zu spezifizieren.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Gruppe-III-Nitride

2.1.1 Wachstum

Die zur optoelektronischen Anwendung vorgesehenen Halbleiterschichtsysteme der Gruppe-III-Nitride $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$ werden vorwiegend mittels dreier Wachstumsprozesse hergestellt: der Molekularstrahlepitaxie (**MBE**), der Hydrid-Gasphasen-Epitaxie (**HVPE**) und der Metallorganischen Gasphasenepitaxie (**MOVPE**).

In der herkömmlichen MBE werden Atome oder Moleküle durch Verdampfen der Ausgangsstoffe im Ultrahochvakuum (**UHV**) erzeugt. Diese verdampften Teilchen werden auf ein Substrat gerichtet, auf dem das Kristallwachstum stattfindet. Zum Wachstum von Gruppe-III-Nitriden wird die MBE-Anlage mit Hochfrequenz-Plasmazellen oder Kaufmann-Ionenquellen ausgestattet, die den benötigten atomaren Stickstoff bzw. ionisierte Stickstoffatome liefern [75]. Die Wachstumstemperatur beträgt 650 bis 800°C bei Wachstumsraten von 0.3 bis 1 $\frac{\mu\text{m}}{\text{h}}$. Im Ultrahochvakuum können Methoden eingesetzt werden, die es ermöglichen, die Kristallschichten schon während des Wachstums zu charakterisieren, z. B. RHEED (**R**eflection **H**igh-**E**nergy **E**lectron **D**iffraction) zur mikroskopischen Beobachtung des Wachstumsprozesses auf der Probenoberfläche. Außerdem ermöglicht das UHV ein Kristallwachstum mit nur wenigen Verunreinigungen.

Bei der HVPE werden Ammoniak und GaCl_3 , das aus flüssigem, von HCl überströmten Ga gewonnen wird, bei Temperaturen bis 1100°C und bei näherungsweise Atmosphärendruck über ein Substrat geführt, auf dem sich die GaN-Schicht ablagert. Oft werden MOVPE-Strukturen als Substrate für das HVPE-Wachstum benutzt. Die mittels HVPE gewachsenen Strukturen weisen prinzipiell ähnliche Dichten von Durchstoßversetzungen auf wie Strukturen, die mit anderen Methoden gewachsen werden. Allerdings können größere Wachstumsraten von bis zu einigen hundert Mikrometern pro Stunde erzielt werden. Deshalb wird versucht, mittels HVPE dicke, defektreduzierte GaN-Schichten herzustellen, die für andere Wachstumsprozesse wiederum als Substrate dienen können [76]. Die Reduzierung der Durchstoßversetzungen wird mit ELOG-Verfahren erzielt.

Die MOVPE ist die weitverbreitetste Wachstumsmethode für Halbleiterschichtsysteme der Gruppe-III-Nitride. Alle in dieser Arbeit untersuchten Strukturen wurden mittels dieser Methode hergestellt. Die metallorganischen Ausgangsstoffe Trimethyl- oder Triethyl-(Ga, In, Al), Ammoniak und SiH_4 bzw. Cyclopentadienyl-Mg für die Dotierstoffe Silizium und

Magnesium werden mit Hilfe von Trägergasen H_2 oder N_2 bei geringen Drücken von ca. 100 mbar und Temperaturen von 700 bis 1200°C über ein geheiztes Substrat geführt, wo sie untereinander reagieren und das Kristallwachstum stattfindet. Die MOVPE besitzt gegenüber der MBE die Vorteile, dass sie sich besser für die Massenherstellung eignet, da keine teuren und aufwendigen UHV-Apparaturen benötigt werden und höhere Wachstumsraten von bis zu $3 \frac{\mu m}{h}$ möglich sind. Die MBE ermöglicht zwar die Herstellung von reineren Halbleiterschichten, da die Ausgangselemente in reiner Form vorliegen und nicht wie bei der MOVPE an Wasserstoff, Methyl- oder Ethylgruppen gebunden sind. Allerdings werden für das Wachstum atomar glatter GaN-Schichten höhere Temperaturen benötigt als beim MBE-Wachstum verwendet werden. Bei der MOVPE verwendet man diese höheren Temperaturen, die ein laterales Wachstum der Schichten begünstigen, z. B. für das Wachstum der GaN-Pufferschicht.

Allen drei Wachstumsprozessen ist gemein, dass vorwiegend auf Fremdsubstraten gewachsen werden muss, da GaN bisher nicht in ausreichender Größe und Menge als einkristallines Substrat zur Verfügung steht [77]. Als Fremdsubstrate werden meist Saphir ($\alpha - Al_2O_3$) und Siliziumkarbid (6H-SiC) verwendet. Diese Substrate haben andere Gitterkonstanten [78, 79, 80] und thermische Ausdehnungskoeffizienten [81] als GaN. Dies kann beim Wachstum zur Bildung von Verspannungen und zu Versetzungen und beim Abkühlen nach dem Wachstum zu Rissbildung in der Kristallstruktur führen. Zusätzlich liegt beim Wachstum auf Saphir eine um 30° gedrehte Kristallorientierung der epitaktischen Schicht gegenüber dem Substrat vor. Die Dichte der Durchstoßversetzungen in GaN-Schichten auf Saphir oder SiC beträgt rund $10^9 \frac{1}{cm^2}$ [49]. Durch ELOG-Verfahren kann die Defektdichte um mehrere Größenordnungen bis auf rund $10^5 \frac{1}{cm^2}$ gesenkt werden [82, 83, 84, 85]. Bei der Verwendung von GaN-Substraten wurden noch geringere Dichten von Durchstoßversetzungen erzielt [77]. Unter bestimmten Wachstumsbedingungen dienen die Durchstoßversetzungen als Keime für die Ausbildung von V-Defekten. Hierbei bildet sich während des Wachstums um die Durchstoßversetzungen eine hexagonale Facettenstruktur mit (1-101)-Facetten, die invers pyramidal in die Wachstumsoberfläche, die (0001)-Facette, hineinragt. Makroskopisch betrachtet entstehen lochartige Defekte an der Wachstumsfront.

Auch beim Wachstum von ternärem Material, GaInN oder AlGaIn, auf GaN-Schichten treten Verspannungen auf, da die Halbleiter GaN, InN und AlN unterschiedliche Gitterkonstanten oder thermische Ausdehnungskoeffizienten aufweisen [78, 79, 80, 81]. Diese Verspannungen bauen sich bei GaInN-Schichten abhängig vom In-Gehalt erst nach Schichtdicken von bis zu 100 nm, der kritischen Schichtdicke, ab. Dünne GaInN-Schichten, insbesondere Quantenfilme mit Schichtdicken unter 10 nm, können als vollständig verspannt gewachsen gelten [86]. An den Grenzflächen von binären zu ternären Schichten wurde jedoch keine zusätzliche Defektbildung beobachtet [49].

2.1.2 Kristallstruktur

Die Gruppe-III-Nitride kristallisieren im allgemeinen in der hexagonalen Wurzitstruktur, der thermodynamisch stabilen Phase aus. Nur unter bestimmten Wachstumsbedingungen tritt auch die kubische Zinkblendestruktur oder die NaCl-Struktur auf [75]. In Abbildung 2.1 ist die Einheitszelle der Wurzitstruktur von GaN abgebildet. Die Untergitter der Gruppe-III-Atome und der Stickstoffatome sind jeweils in der hexagonal dichtesten

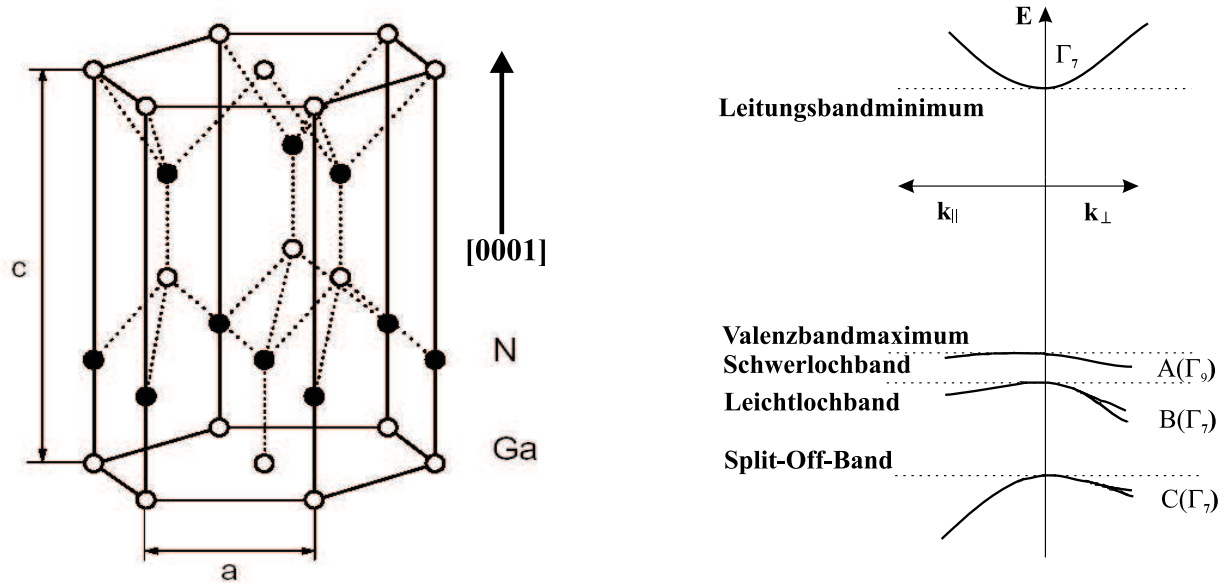


Abbildung 2.1: Einheitszelle der hexagonalen Wurtzitstruktur von GaN (links) und Bandschema von GaN um den Γ -Punkt der Brillouinzone (rechts).

Kugelpackung angeordnet und so zueinander verschoben, dass jedes Atom tetraedrisch gebunden ist. Für die drei binären Halbleiter GaN, AlN und InN sind die Gitterkonstanten a und c in Tabelle 2.1 aufgelistet. Die Wurtzitstruktur besitzt eine polare Achse parallel zur c -Gitterkonstanten $[0001]$, die durch die fehlende Punktsymmetrie der Kristallstruktur bedingt ist. Zusammen mit der hohen Elektronegativität der Stickstoffatome führt dies zu einer spontanen Polarisierung, die sich in c -Richtung erstreckt [40]. Die Größe der spontanen Polarisierung ist bei den binären Nitridhalbleitern verschieden; bei GaN $P_{\text{sp,GaN}} = -0.034 \frac{\text{C}}{\text{m}^2}$, bei AlN $P_{\text{sp,AlN}} = -0.090 \frac{\text{C}}{\text{m}^2}$ und bei InN $P_{\text{sp,InN}} = -0.042 \frac{\text{C}}{\text{m}^2}$ [87]. An den Oberflächen der Kristallstrukturen kompensieren Adsorbate bzw. angelagerte geladene Teilchen aus der Umgebung die polarisationsbedingte Aufladung der Oberfläche [88], so dass der Kristall nach außen elektrisch neutral wirkt.

	GaN	AlN	InN
a_0 [nm]	0.3189	0.3112	0.3533
c_0 [nm]	0.5186	0.4982	0.5693

Tabelle 2.1: Gitterkonstanten der III-V-Halbleiter GaN, AlN und InN bei $T = 300 \text{ K}$ nach [78, 79, 80].

2.1.3 Bandstruktur

Die Gruppe-III-Nitride besitzen im gesamten Zusammensetzungsbereich $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$ eine Bandstruktur mit Leitungsbandminimum und Valenzbandmaximum am Γ -Punkt der

Brillouinzone. Sie gehören somit zu den direkten Halbleitern, bei denen die strahlende Rekombination von Ladungsträgern sehr wahrscheinlich ist, da für Elektronen und Löcher gleiche Wellenzahlen / Impulse am energetisch günstigsten Bereich der Energiedispersion vorliegen. Das Leitungsbandminimum besitzt näherungsweise eine parabolische Dispersionsrelation. Die effektive Masse der Elektronen ist isotrop und beträgt rund $0.2 m_0$ [89]. m_0 ist die Ruhemasse eines freien Elektrons. Das Valenzbandmaximum ist durch das Kristallfeld und die Spin-Bahn-Kopplung aufgespalten zu einem Schwerlochband, einem Leichtlochband und einem Split-Off-Band [87] (vgl. Abbildung 2.1). Die Valenzbänder weisen Nichtparabolizitäten auf. Bei GaN und InN bildet das Schwerlochband das Valenzbandmaximum; bei AlN das Leichtlochband. Die effektiven Lochmassen wurden in vielen Experimenten und theoretischen Berechnungen ermittelt [90, 91], wobei die theoretischen Berechnungen zusätzlich die Richtungsabhängigkeiten der effektiven Löchermassen im Kristall beinhalten. In [91] sind sie für GaN, AlN und InN berechnet wurden. In der vorliegenden Arbeit wurde gemäß [91, 92] eine Schwerlochmasse von $2.0 m_0$ in c-Richtung der Wurtzitstruktur [0001] angenommen.

Die Bandlücken der Gruppe-III-Nitride sind für den Fall tiefer Temperaturen und für Raumtemperatur in Tabelle 2.2 angegeben.

Die Veränderung der Bandlückenenergie mit der Temperatur folgt im allgemeinen der empirisch ermittelten Varshni-Formel [60]

$$E_g(T) = E_g(T = 0K) - \frac{AT^2}{T + B} \quad (2.1)$$

mit A und B als materialabhängige Parameter. Eine physikalisch fundierte Beschreibung beruht auf der Renormierung der Bandenergien im Halbleiter durch die temperaturabhängige Elektron-Phonon-Wechselwirkung. Die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke kann hiernach durch einen Ausdruck proportional zu einem Bose-Einstein-Faktor mit den Parametern a_B und Θ angepasst werden [93, 94]:

$$E_g(T) = E_g(T = 0K) - a_B \left(1 + \frac{2}{e^{\frac{\Theta}{T}} - 1}\right). \quad (2.2)$$

Für die ternären Halbleiter $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}$ und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ist die Bandlücke über die Beziehung

$$E_{(Al,In)GaN}(x) = (1 - x) E_{GaN} + x E_{(Al,In)N} - b_{(Al,In)} x (1 - x) \quad (2.3)$$

gegeben. $b_{(Al,In)}$ ist der Bowing-Parameter. Die in der Literatur auffindbaren Werte für den Bowing-Parameter weisen große Variationsbandbreiten auf; für AlGaIn zwischen 0.0 eV und 1.5 eV und für GaInN zwischen 1.0 eV und 3.5 eV [87]. In dieser Arbeit werden Werte von $b_{\text{GaInN}} = 1.4 \text{ eV}$ und $b_{\text{AlGaIn}} = 0.7 \text{ eV}$ [87] berücksichtigt.

	GaN	AlN	InN
$E_g(T = 4 \text{ K}) [\text{eV}]$	3.50	6.23	0.66
$E_g(T = 300 \text{ K}) [\text{eV}]$	3.44	6.14	0.61

Tabelle 2.2: Bandlückenenergien für GaN, AlN und InN bei $T = 4 \text{ K}$ und bei Raumtemperatur [10, 11, 12].

Durch eine relativ niedrige Dielektrizitätskonstante von GaN $\epsilon_{r,\text{statisch}} = 9.7$ [78] und hohe effektive Massen μ^* der Ladungsträger in den Kristallen der Gruppe-III-Nitride ist die Exzitonenbindungsenergie groß im Vergleich zu anderen Halbleitern.

$$E_{\text{Exziton}} = \frac{\mu^* e^4}{32 \pi^2 \epsilon_r^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (2.4)$$

$$\frac{1}{\mu^*} = \frac{1}{\mu_{\text{Elektron}}^*} + \frac{1}{\mu_{\text{Loch}}^*}$$

Sie beträgt im GaN-Volumenmaterial rund 25 meV [95, 96] und kann in Quantenfilmen abhängig von der Quantenfilmbreite noch weiter ansteigen [97, 98]. Zum Vergleich liegt in Verbindungshalbleitern wie GaAs oder InP die Exzitonenbindungsenergie im Volumenmaterial nur bei 4 bis 5 meV [99]. In einer ganzen Reihe von optischen Experimenten an Quantenfilmstrukturen der Gruppe-III-Nitride lassen sich damit exzitonische Übergänge von freien und gebundenen Exzitonen auch bei Raumtemperatur beobachten.

2.2 Heterostrukturen der Gruppe-III-Nitride

Für die Realisierung von LEDs und Laserdioden auf GaN-Basis werden verschiedene Schichtfolgen von binären und ternären Materialkompositionen benötigt. An den Grenzflächen dieser Schichten treten abhängig von den Halbleitermaterialien, der topologischen Struktur, den Ladungsverteilungen und den Verspannungen Banddiskontinuitäten auf. Sie legen den Anteil des Bandlückenunterschieds der Halbleiterschichten fest, der auf Valenzband und Leitungsband entfällt. Die für diese Arbeit relevanten Banddiskontinuitäten der Gruppe-III-Nitride sind in Tabelle 2.3 angegeben. Bei $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}$ sorgt ein unterschiedlich starkes Bowing des Valenz- und Leitungsbandes dafür, dass das Verhältnis der Diskontinuitäten abhängig von der In-Konzentration ist [100]. Der in Tabelle 2.3 angegebene Wert gilt für $x < 0.30$ und ist experimentell bestimmt [100, 101]. Theoretische Berechnungen weisen Abweichungen von diesen Diskontinuitäten auf [102]. Die aus den Banddiskon-

Übergang	$\Delta E_{\text{LB}}:\Delta E_{\text{VB}}$
InN/GaN	30:70
GaN/AlN	75:25

Tabelle 2.3: Verhältnisse der Leitungs- und Valenzbanddiskontinuitäten bei den Heteroübergängen der Gruppe-III-Nitride [100, 101] (bei InN/GaN für Schichten mit In-Gehalt von bis zu 30 %).

tinuitäten resultierenden Heterostrukturen AlGaIn/GaN/AlGaIn bzw. GaN/GaInN/GaN sind vom Typ I. Das heißt, Elektronen und Löcher besitzen die energetisch günstigsten Zustände jeweils in der gleichen Halbleiterschicht (vgl. Abbildung 2.2).

Die unterschiedlichen Gitterkonstanten der binären Nitridhalbleiter führen beim Wachstum von GaInN-Quantenfilmen auf GaN oder von GaN-Quantenfilmen auf AlGaIn-Schichten gemäß dem Hook'schen Gesetz zu biaxial kompressiven Verspannungen in der (0001)-Ebene. Die Verzerrung ϵ_{xx} bzw. ϵ_{yy} in der (0001)-Ebene wird durch die Differenz der Gitterkonstanten der Ausgangsschicht a_0 und des Quantenfilms a bestimmt.

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{a - a_0}{a_0} = \epsilon_{||} \quad (2.5)$$

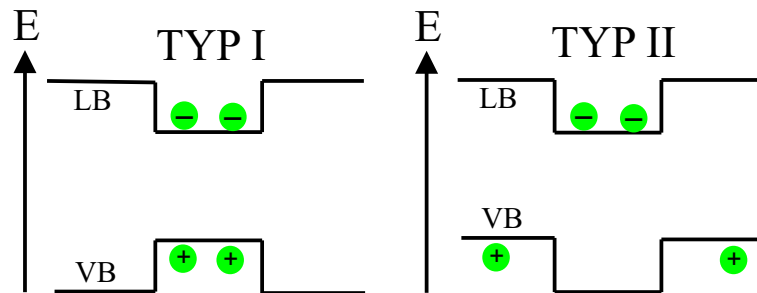


Abbildung 2.2: Schema des Bänderverlaufs für Typ-I- und Typ-II-Heterostrukturen.

Die Kristallbindungen geben die Verspannungen weiter. Die Verspannungen in den drei Raumrichtungen sind dadurch nicht unabhängig voneinander. Bei der Wurzitstruktur wird so durch die Verzerrung in der (0001)-Ebene eine tensile Dehnung in der c-Richtung [0001] hervorgerufen (vgl. [104]).

$$\epsilon_{zz} = -2 \frac{c_{13}}{c_{33}} \epsilon_{xx} = \epsilon_{\perp} \quad (2.6)$$

Die c_{ij} sind Komponenten des Tensors der elastischen Konstanten des Halbleiterkristalls. Besitzen die Halbleiterstrukturen zudem unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten, so treten Verspannungen auch nach dem Wachstum aufgrund des Abkühlens auf [88].

Beim gitterangepassten Wachstum von GaInN auf dicken GaN-Schichten bewirkt die Verformung entlang der c-Achse [0001] in Kombination mit der polaren Achse der Wurzitstruktur und der hohen Elektronegativität des Stickstoffs eine Ladungsverschiebung in den Kristallbindungen. Es entsteht eine piezoelektrische Polarisierung P_z und damit ein piezoelektrisches Feld F_z .

$$\begin{aligned} F_z &= -\frac{P_z}{\epsilon_0 \epsilon_r} \\ P_z &= d_{31}(c_{11} + c_{12} - \frac{2c_{13}^2}{c_{33}})\epsilon_{\perp} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Der Index z gibt die Raumrichtung parallel zur [0001]-Richtung im Wurzitkristall an. Die piezoelektrische Konstante d_{31} hat für GaN nach theoretischen Berechnungen einen Wert von $-1.4 \cdot 10^{-10} \frac{\text{cm}}{\text{V}}$ [105]. Eine experimentelle Bestimmung führte zu einem etwas geringeren Wert von $-1.05 \cdot 10^{-10} \frac{\text{cm}}{\text{V}}$ [106]. Die piezoelektrische Polarisierung zeigt im allgemeinen Fall, bei Ga-polaren¹ Material, in die Wachstumsrichtung [0001]. Die Abhängigkeit des piezoelektrischen Feldes vom In-Gehalt bzw. vom Al-Gehalt ist in [106] bzw. [107] zu finden.

Im Fall von dünnen Quantenfilmschichten zwischen dicken, unverspannten Barrieren überspannt das piezoelektrische Feld den kompletten Quantenfilm. Erst bei Dicken von rund 100 nm [86, 108], abhängig vom Indiumgehalt, sind die kritischen Schichtdicken erreicht, bei denen die Verspannungen relaxieren.

Die Folge des Piezofeldes ist eine räumliche Trennung von Elektronen und Löchern und eine Verminderung der Übergangsenergie im Quantenfilm (vgl. Abbildung 2.3). Dieser Effekt ist der QCSE (**Q**uantum **C**onfined **S**tark **E**ffect) [109]. Die effektive Übergangsenergie im Quantenfilm $E_{g,\text{eff}}$ ist damit eine Funktion der Quantisierungsenergie E_Q , dem In-Gehalt x , der die Bandlücke des Volumenmaterials E_{Volumen} , den Verspannungsgrad und das piezoelektrische Feld F_z festlegt, und der Quantenfilmbreite L_z .

$$E_{g,\text{eff}} = E_{\text{Volumen}}(x) + E_Q + e L_z F_z(x) \quad (2.8)$$

¹Die Richtungen [0001] und [000-1] sind in der Wurzitstruktur nicht identisch. Die [0001]-Richtung ist definiert durch den Vektor, der parallel zur c-Richtung von einem Ga-Atom auf das unmittelbar benachbarte N-Atom zeigt. Die Kristalloberfläche in [0001]-Richtung besteht aus einer Schicht von Ga-Atomen. Die [000-1]-Richtung ist antiparallel zur [0001]-Richtung. In dieser Richtung endet die Kristallstruktur mit einer Schicht N-Atome (N-polar).

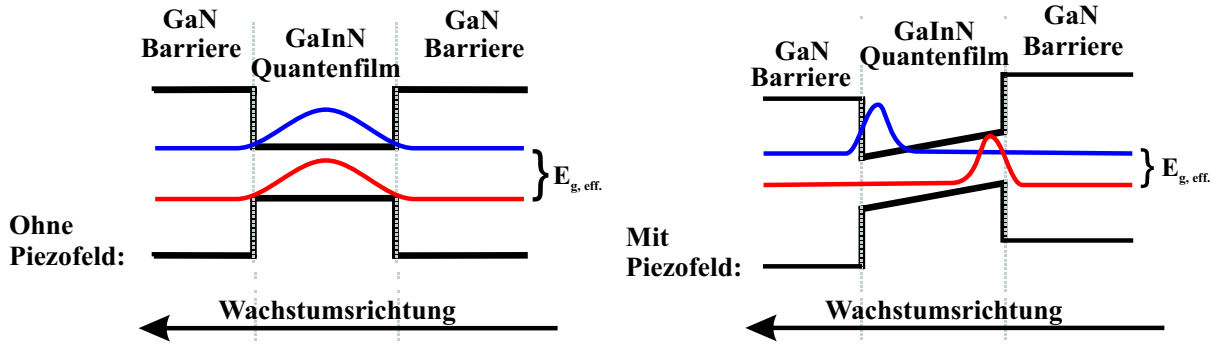


Abbildung 2.3: Schema zur Ladungsträgertrennung und zur Verminderung der Übergangsenergie im feldüberlagerten Quantenfilm aufgrund unterschiedlicher Aufenthaltswahrscheinlichkeitsbereiche von Elektronen und Löchern.

Der Index z gibt die Raumrichtung an und entspricht der c -Richtung [0001] bzw. der Wachstumsrichtung. Auf die reale Emissionsenergie haben noch die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke, Abschirmungseffekte der Felder durch hohe Ladungsträgerdichten und die Verminderung der Übergangsenergie durch exzitonische Rekombination einen Einfluss. Die Quantisierung wird bei dünnen Quantenfilmen unter 2 nm relevant und erhöht die Energie der optischen Übergänge. Auch auf die Exzitonenbindungsenergie wirkt sich die Quantenfilmbreite aus [97]. So besitzt sie bei ca. 1.5 nm ein Maximum von rund 50 meV [98].

Die Variation der effektiven Bandlückenenergie, die Linienbreite, wird durch das piezoelektrische Feld wesentlich vergrößert [44]:

$$\delta E_{g,eff} = \delta E_{g,0} + \delta E_Q + e L_z \delta F + e \delta L_z F. \quad (2.9)$$

$\delta E_{g,0}$ gibt hierbei die Linienbreite im Volumenmaterial an. Für GaN beträgt sie etwa 5 bis 10 meV [110]. Bei GaInN ist sie größer und über die Kompositionsfluktuationen abhängig vom mittleren In-Gehalt und der Qualität der GaInN-Schicht [111, 112].

Die Zustandsdichte für Ladungsträger in einem Kristall lautet im allgemeinen Fall

$$D_d(E) = \frac{g V_d (m_1^* m_2^* \cdots m_d^*)^{\frac{1}{2}}}{\Gamma(\frac{d}{2}) (2\pi\hbar^2)^{\frac{d}{2}}} \cdot (E - E_0)^{\frac{d}{2}-1}. \quad (2.10)$$

Hierbei gibt $d > 0$ die Dimension des Systems, E_0 das Energieminimum des Bandes, V_d das betrachtete Volumen und m_i^* die effektiven Massen in den unterschiedlichen Raumdimensionen an. $\Gamma(x)$ ist die Gammafunktion und g der Faktor für die Spinartung. Für ein dreidimensionales Ladungsträgersystem liegt eine wurzelförmige Abhängigkeit der Zustandsdichte von der Energie vor. Die zweidimensionale Zustandsdichte ist energieunabhängig. Allerdings sorgt die Quantisierung der eingeschränkten Raumrichtung für Sprünge in der Zustandsdichte (vgl. Abbildung 2.4).

$$D_{2D}(E) = \frac{g V_{2D} (m_1^* m_2^*)^{\frac{1}{2}}}{2\pi\hbar^2} \quad (2.11)$$

$$D_{3D}(E) = \frac{g V_{3D} (2m_1^* m_2^* m_3^*)^{\frac{1}{2}}}{2\pi\hbar^3} \cdot (E - E_0)^{\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

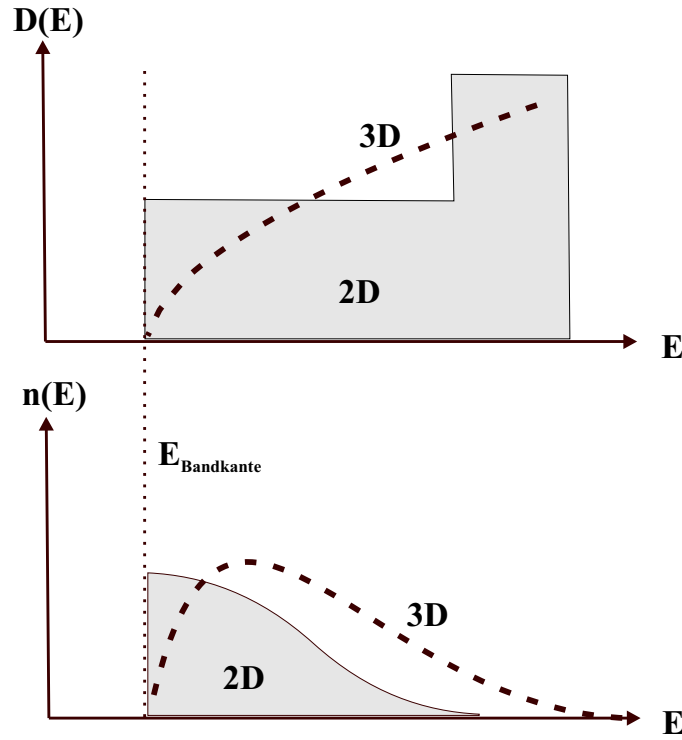


Abbildung 2.4: Schema zum Vergleich von Zustandsdichte und Ladungsträgerverteilung im 2D- und 3D-System.

Die Ladungsträgerverteilungen auf die Zustände ist gegeben durch das Produkt aus Zustandsdichte und Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion. Für den zweidimensionalen Fall gilt

$$n_{2D}(E) = D_{2D}(E) \cdot f(E) \quad (2.13)$$

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right)}.$$

Durch Integration über den gesamten Energiebereich des Bandes lässt sich die Gesamt-ladungsträgerkonzentration im Band bestimmen. Die Ladungsträgerverteilung über der Energie ist für den 2D- und den 3D-Fall in Abbildung 2.4 gezeigt.

2.3 Rekombinationsmechanismen

Bei optischen Messverfahren wie der Photolumineszenz und der optischen Verstärkungsspektroskopie (siehe Kapitel 3) treten die drei Wechselwirkungsmechanismen von Licht mit Materie auf: die Absorption, die spontane Emission und die induzierte Emission. Diese Wechselwirkungen werden hier zusammen mit den für die Heterostrukturen der Gruppe-III-Nitride relevanten nichtstrahlenden Rekombinationsmechanismen erläutert.

2.3.1 Absorption

In den in dieser Arbeit verwendeten optischen Messmethoden werden Halbleiterstrukturen mit Laserlicht angeregt. Durch die Absorption des Laserlichtes werden zusätzliche Elektron-Loch-Paare in den absorbierenden Schichten erzeugt. Die Anzahl der so erzeugten Überschussladungsträger hängt von den absorbierenden Schichtdicken L und dem Absorptionskoeffizienten des Halbleitermaterials α ab. Für die Intensitätsabschwächung des Laserlichtes beim Durchgang durch ein absorbierendes Medium gilt bei Vernachlässigung von Reflexionsverlusten an Grenzflächen das Lambert-Beer'sche Gesetz:

$$I(L) = I(L = 0) \cdot \exp(-\alpha L). \quad (2.14)$$

Besonders wenn sich die Anregungswellenlänge im Bereich der Absorptionskante bzw. Bandkante der absorbierenden Halbleiterschicht befindet, ist die Absorption auch eine Funktion der Anregungswellenlänge und der Temperatur. Letzteres weil sich die Bandlücke mit der Temperatur verschiebt. Das Absorptionsspektrum von GaN ist als Beispiel in Abbildung 2.5 gezeigt [113].

In einem semiklassischen Ansatz kann die Absorption durch die Wechselwirkung einer klassischen Lichtwelle mit dem quantenmechanischen Zustandssystem der Elektronen des Festkörpers beschrieben werden [114, 115]. Die Wahrscheinlichkeit für den Übergang eines Elektrons aus einem initialen in einen finalen Zustand unter einer Wechselwirkung mit Photonen wird durch Fermi's Goldene Regel beschrieben. Für die Absorptionswahrscheinlichkeit W_{Abs} ergibt sich daraus eine Abhängigkeit von der Photonendichte $n_{\text{Ph}}(\hbar\omega)$ im Lichtfeld und dem Matrixelement für den optischen Übergang. Die Absorptionswahrscheinlichkeit definiert den Einsteinkoeffizienten für die Absorption B_{Abs} .

$$\begin{aligned} W_{\text{Abs}} &\sim \sum_{\text{final, initial}} |\mu_{fi}|^2 n_{\text{Ph}}(\hbar\omega) \delta(E_{\text{final}} - E_{\text{initial}} - \hbar\omega) \\ &\sim B_{\text{Abs}} n_{\text{Ph}}(\hbar\omega) \end{aligned} \quad (2.15)$$

$\mu_{fi} = \langle \psi_{\text{final}} | \mu | \psi_{\text{initial}} \rangle$ ist das optische Übergangsmatrixelement. Die spektrale Übergangsrate der Absorption R_{Abs} enthält zusätzlich die Proportionalität zu den Dichten und Besetzungswahrscheinlichkeiten der initialen und finalen Zustände.

$$\begin{aligned} R_{\text{Abs}}(\hbar\omega) d(\hbar\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} D_{\text{LB}}(E_i + \hbar\omega) (1 - f_{\text{LB}}(E_i + \hbar\omega)) D_{\text{VB}}(E_i) f_{\text{VB}}(E_i) dE_i \\ &\quad \cdot B_{\text{Abs}}(\hbar\omega) n_{\text{Ph}}(\hbar\omega) d(\hbar\omega) \end{aligned} \quad (2.16)$$

Der Absorptionskoeffizient beschreibt dagegen nach Gleichung 2.14 eine Änderung der

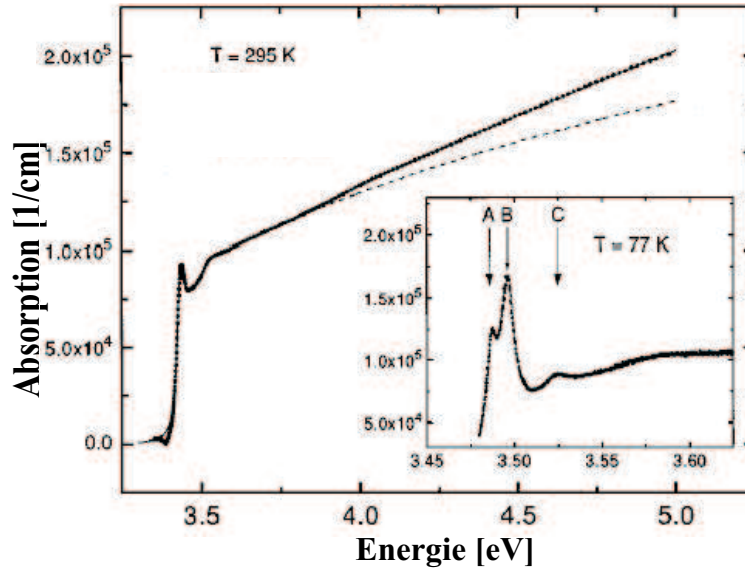


Abbildung 2.5: Absorptionsspektrum von GaN bei Raumtemperatur und bei $T = 77\text{ K}$ [113]. Die Markierungen A, B und C zeigen auf exzitonische Übergänge.

Intensität des Lichtfeldes mit der Strecke L . Von der Absorptionsrate gelangt man zum Absorptionskoeffizienten $\alpha(\hbar\omega)$, indem die Photonendichte entfällt und die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Photonen im absorbierenden Medium $\frac{c}{n}$ auftritt:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{B_{Abs}(\hbar\omega)\tilde{n}}{c} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} D_{LB}(E_i + \hbar\omega) D_{VB}(E_i) [f_{VB}(E_i) - f_{LB}(E_i + \hbar\omega)] dE_i. \quad (2.17)$$

c ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit und \tilde{n} der Brechungsindex.

Die Herleitung der Absorption in exzitonische Zustände verläuft unter Berücksichtigung der reduzierten Energiedifferenz zwischen den initialen und den finalen Zuständen und einer Korrektur des Übergangsmatrixelements aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung analog wie für die freien Ladungsträger [116].

2.3.2 Generation und Rekombination

Ohne eine Störung, z. B. durch eine optische Anregung, befinden sich die Schichten einer Halbleiterstruktur in einem thermodynamischen Gleichgewicht zwischen Generation und Rekombination von Ladungsträgern:

$$G_0 - R_0 = 0. \quad (2.18)$$

Das Gleichgewicht von Generationsrate G und Rekombinationsrate R stellt sich nach Störungen des Systems immer erneut ein. Bei veränderten Bedingungen, wie z. B. einer anderen Temperatur (Index 1), verändern sich die Raten. Das System strebt aber wieder in ein thermodynamisches Gleichgewicht:

$$G_1 - R_1 = 0; \quad R_0 \neq R_1. \quad (2.19)$$

Die bei der optischen Anregung durch Absorption von Laserlicht erzeugten Überschussladungsträger bringen die absorbierenden Halbleiterschichten ebenfalls in einen Nichtgleichgewichtszustand (Index 2), da die Generationsrate erhöht wird. Durch die erhöhte Zahl von freien Ladungsträgern steigt die Rekombinationswahrscheinlichkeit und damit die Rate der Rekombinationsprozesse. Erfolgt die optische Anregung kontinuierlich, stellt sich wiederum ein Gleichgewicht von Generation und Rekombination mit veränderten Raten ein.

$$G_2 - R_2 = 0; \quad R_2 > R_0 \quad (2.20)$$

Wird dagegen nur ein Anregungspuls benutzt, liegt kurz nach der optischen Anregung aufgrund einer erhöhten Zahl von Elektron-Loch-Paaren eine ebenfalls erhöhte Rekombinationsrate R_2 vor, während die Generationsrate auf ihrem Gleichgewichtswert G_0 bleibt. Es liegt ein Nichtgleichgewichtszustand vor, der aber durch die erhöhte Rekombinationsrate mit zunehmender Zeit abgebaut wird. So strebt das System wieder in den Ausgangszustand zurück $R_2 \rightarrow R_0$.

Sowohl die Generation als auch die Rekombination setzt sich aus Prozessen zusammen, die auf der Wechselwirkung mit Photonen basieren und solchen, die keine Wechselwirkung mit Licht beinhalten. Die effektive Rekombinationsrate setzt sich entsprechend aus einer strahlenden und einer nichtstrahlenden Rekombinationsrate zusammen.

$$R_{eff} = R_{str} + R_{nichtstr} \quad (2.21)$$

2.3.3 Strahlende Rekombination

Die strahlende Rekombinationsrate berücksichtigt die spontane und die induzierte Emission. Sie ist gegeben durch die Anzahl der Ladungsträger n , die in einem Zeitintervall strahlend rekombinieren.

$$R_{str} = \frac{dn}{dt} \quad (2.22)$$

Nach Fermi's Goldener Regel [114, 115] ist die Rate der spontanen Emission, genau wie die Absorptionsrate, im zweidimensionalen System näherungsweise proportional zum Überlappquadrat der Envelopewellenfunktionen von Elektronen und Löchern.

$$R_{sp, str} \sim |\langle \psi_{Loch/final} | \psi_{Elektron/initial} \rangle|^2 \quad (2.23)$$

Als weitere Faktoren gehen die Verteilungen von Elektronen und Löchern in die spontane Rekombinationsrate ein. Mit der Annahme von parabolischen Bandverläufen und einer Boltzmann-Näherung für die Verteilungsfunktionen kann in einer vereinfachten Form die Rekombinationsrate der spontanen Emission als abhängig von den Ladungsträgerdichten der Elektronen n und der Löcher p und dem strahlenden Rekombinationskoeffizienten B_{sp} beschrieben werden [117].

$$R_{sp, str} = B_{sp} n p \quad (2.24)$$

Der strahlende Rekombinationskoeffizient weist eine Temperaturabhängigkeit auf, die durch die Dimension d des Systems gegeben ist, in dem die Rekombination stattfindet [117, 118]:

$$B_{sp} \sim T^{-\frac{d}{2}}. \quad (2.25)$$

Im Volumenmaterial gilt $B_{sp} \sim T^{-\frac{3}{2}}$, im Quantenfilm $B_{sp} \sim T^{-1}$. Bei nichtparabolischen Bandverläufen oder im Entartungsfall bei hohen Ladungsträgerdichten, kann B_{sp} zusätzlich von der Ladungsträgerdichte abhängen.

Für Exzitonen ist die strahlende Rate bestimmt durch die Besetzungsdichte des exzitoni-schen Zustands n_x .

$$R_{sp,x} = B_{sp,x} n_x \quad (2.26)$$

Für den strahlenden Rekombinationskoeffizienten für Exzitonen $B_{sp,x}$ gelten die gleichen Temperaturabhängigkeiten wie für freie Ladungsträger [119]. Die Rate der spontanen Emission von Exzitonen ist aber bei gleicher Ladungsträgerdichte gegenüber der Rate von freien Ladungsträgern erhöht. Elektron und Loch eines Exzitons zerfallen schneller strahlend als freie Ladungsträger.

Die Rate der induzierten Emission ist zusätzlich zu den Besetzungsdichten abhängig von der Photonendichte n_{ph} des wirkenden Lichtfeldes. Allerdings geht die Photonendichte auch in die Absorptionsrate ein. Um eine Verstärkung des eingestrahlt Lichtfeldes zu erhalten, wie es im Laserbetrieb notwendig ist, bedarf es einer geeigneten Besetzung von Leitungsband- und Valenzbandzuständen, die die induzierte Emission wahrscheinlicher als die Absorption macht: einer Besetzungsinversion. Dieser Fall benötigt einen hohen Anregungszustand des Systems, in dem hohe Dichten von Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband vorliegen. Er ist damit äquivalent mit der Ausbildung von Quasifermi-niveaus für Elektronen im Leitungsband und Löcher im Valenzband.

$$E_{F_{quasi, Elektron}} - E_{F_{quasi, Loch}} > E_g \quad (2.27)$$

Die optische Verstärkung g entspricht dem Inversen der Absorption.

$$g(\hbar\omega) = -\alpha(\hbar\omega) \quad (2.28)$$

Über die Relation der Einstein-Koeffizienten für spontane Emission und induzierte Emission bzw. Absorption zueinander kann unter der Annahme von Quasi-Fermi-Verteilungen das Verhältnis zwischen spektraler, spontanen Rate R_{sp} und optischer Verstärkung bestimmt werden [120].

$$\frac{R_{sp}(\hbar\omega)}{g(\hbar\omega)} = \frac{4 \tilde{n}^2}{\hbar \lambda^2 (\exp(\frac{\hbar\omega + E_{F_{quasi, Loch}} - E_{F_{quasi, Elektron}}}{k_B T}) - 1)} \quad (2.29)$$

2.3.4 Nichtstrahlende Rekombination

Zu den nichtstrahlenden Rekombinationen in Halbleitern gehören alle Prozesse, die die Energiedifferenz zwischen Elektronenzuständen und Lochzuständen in Form von Phononen an das Kristallgitter der Halbleiterstruktur weitergeben. Auf diese Weise wird Wärme erzeugt. Die wichtigsten nichtstrahlenden Rekombinationsprozesse in Halbleitern sind die

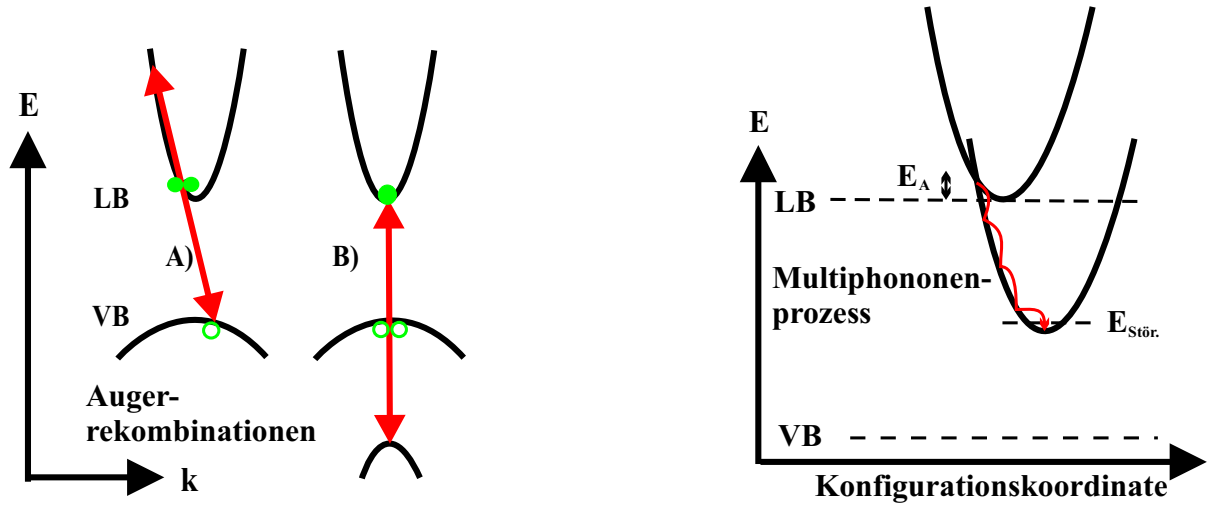


Abbildung 2.6: Schemata zur Band-Band-Augerrekombination ohne (A) und mit (B) Einbezug eines weiteren Bandes (links) und des Ladungsträgereinfangs aus dem Leitungsband in eine Störstelle über den Multiphononenprozess [122, 118] (rechts).

Band-Band-Auger-Rekombinationen und die Rekombination über tiefe Störstellen².

Die Band-Band-Auger-Rekombination ist ein Dreiteilchenprozess. Ein Loch und ein Elektron rekombinieren unter Abgabe von Energie und Impuls an einen weiteren Ladungsträger. Letzterer wird zuerst entsprechend des Energie- und Impulsübertrags auf ein erhöhtes Niveau in der Energiedispersion gehoben und relaxiert anschließend unter Phononenaussendung (vgl. Abbildung 2.6). Die Auger-Rekombination ist nur in Halbleitern wahrscheinlich, die zum Erhalt von Gesamtimpuls und Gesamtenergie während der Rekombination einen geeigneten Bandverlauf besitzen. Diese Wahrscheinlichkeit wird durch die Koeffizienten der Auger-Rekombination c_n^A und c_p^A ausgedrückt. Die Rekombinationsrate der Band-Band-Auger-Rekombination ist durch den Koeffizienten der Auger-Rekombination und durch die Dichten der beteiligten Ladungsträger gegeben.

$$R_{n-n-p} = c_n^A n^2 p$$

$$R_{n-p-p} = c_p^A n p^2$$

In den Halbleitern der Gruppe-III-Nitride sind die Band-Band-Auger-Rekombinationen aufgrund der hohen Bandlücke und der relativ hohen effektiven Elektronenmasse gegenüber strahlenden Rekombinationen zu vernachlässigen [123]. Der Koeffizient der Auger-Rekombination ist mit $1.4 \cdot 10^{-31} \frac{\text{cm}^6}{\text{s}}$ im Vergleich zu anderen Halbleitern sehr gering [118].

Die nichtstrahlende Rekombination über tiefe Störstellen basiert auf Fremdatomen oder Gitterfehlern im Kristallgitter. Diese Kristallfehler bilden Energieniveaus innerhalb der Bandlücke des Halbleiters. Im Gegensatz zu flachen Störstellen, wie Akzeptor- oder

²Eine etwas ausführlichere Zusammenstellung der nichtstrahlenden Rekombinationsprozesse findet sich in [121].

Donatorniveaus, die stark vom Ladungsträgeraustausch mit Valenzbandkante oder Leitungsbandkante geprägt sind, können die tiefen Störstellen mit beiden Bändern in Wechselwirkung treten und einen Beitrag zur Rekombination von Ladungsträgern leisten. Nach der Shockley-Read-Hall-Theorie [124] werden die Ratengleichungen für den Einfang in und die Emission aus tiefe Störstellen für Elektronen und Löcher aufgestellt und daraus Rekombinationsraten $R_{\text{Stör}}$ und Rekombinationszeiten $\tau_{\text{Stör}}$ in Abhängigkeit von der Störstellendichte $N_{\text{Stör}}$ und den Einfangkoeffizienten $c_{n,p}^T$ der tiefen Störstellen berechnet.

$$\begin{aligned} R_{\text{Stör}} &= \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n p - n_i^2}{\frac{n+n_1}{c_p^T N_{\text{Stör}}} + \frac{p+p_1}{c_n^T N_{\text{Stör}}}} \\ n_1 &= N_{\text{LB}} \exp\left(\frac{E_{\text{Stör}} - E_{\text{LB}}}{k_B T}\right) \\ p_1 &= N_{\text{VB}} \exp\left(\frac{E_{\text{VB}} - E_{\text{Stör}}}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (2.30)$$

N_{LB} und N_{VB} sind die effektiven Zustandsdichten von Leitungs- und Valenzband, und n_i ist die intrinsische Ladungsträgerkonzentration mit $n_i^2 = n_1 p_1$. Störstellen können nicht nur als Rekombinationszentren, sondern auch als Einfangzentren oder als Generationszentren für Ladungsträger dienen. Wirken tiefe Störstellen als Rekombinationszentren, so bestimmen die Einfangkoeffizienten für Elektronen und Löcher in die Störstelle die Temperaturabhängigkeit der Rekombination. Für die Rekombinationszeiten ergibt sich im Fall einer niedrigen Ladungsträgerinjektion und hoher Temperaturen für n- und p-Halbleiter

$$\begin{aligned} \tau_n &= \frac{1}{N_{\text{Stör}} f_{\text{Stör}}} \\ \tau_p &= \frac{1}{N_{\text{Stör}} (1 - f_{\text{Stör}})}. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Im Fall hoher Ladungsträgerinjektion folgt

$$\tau_{n,p} = \frac{c_n^T + c_p^T}{c_n^T c_p^T N_{\text{Stör}}}. \quad (2.32)$$

$f_{\text{Stör}}$ gibt dabei die Besetzung des Störstellenniveaus an. Die Prozesse, die zum Einfang von Ladungsträgern führen, sind der strahlende Einfang, der Störstellen-Auger-Prozess und der Multiphononenprozess.

Die Störstellen-Auger-Rekombinationen sind wie die Band-Band-Auger-Rekombinationen wegen der großen Bandlücke und den großen effektiven Massen der Elektronen und Löcher unwahrscheinlich. Der strahlende Einfang von Ladungsträgern scheint bei den Gruppe-III-Nitriden aufzutreten. So wird eine „Gelbe Lumineszenz“ unterhalb der Bandlückenenergie bei rund 2.2 eV in GaN beobachtet [125, 126]. Da der strahlende Einfang von einem 2-D- oder 3-D-System in eine lokale Störstelle erfolgt, sollte eine Temperaturabhängigkeit des Einfangkoeffizienten von $c^T \sim T^{-\alpha}$ mit $0.5 < \alpha < 1$ vorliegen. Die Intensität der „Gelben Lumineszenz“ bei GaN fällt zwar mit der Temperatur ab [127], aber es müssen zusätzlich zum strahlenden Einfang Konkurrenzprozesse berücksichtigt werden, die die Temperaturabhängigkeit der Lumineszenz beeinflussen und eine Bestimmung des Exponenten α erschweren.

Der wahrscheinlichste Einfang erfolgt über Multiphononenprozesse, die auf der Kopplung von Ladungsträgern mit Phononen des Kristallgitters nahe der Störstelle beruhen [118, 122]. Die Besetzung eines Störstellenniveaus oder eines Bänderniveaus in der Nähe der Störstelle führt zu leicht unterschiedlichen Kristallgitterabständen in der Umgebung der Störstelle, die durch die unterschiedlichen Ladungsverteilungen in beiden Fällen gegeben sind. Je nachdem, ob die Störstelle besetzt ist oder nicht, ist das energetische Minimum für die Schwingungszustände des Gitters in der Nähe der Störstelle in einer Konfigurationskoordinate verschoben. Dargestellt ist dies in Abbildung 2.6, wo die parabolisch genäherten Potentialverläufe der Schwingungszustände für ein Störstellenniveau und ein Bandniveau über einer Konfigurationskoordinate dargestellt sind. Ein optischer Übergang, ob Emission oder Absorption (vertikaler Übergang im Konfigurationskoordinatendiagramm), aus einem minimalen Schwingungszustand des initialen Niveaus heraus erfolgt immer in einen angeregten Schwingungszustand des finalen Niveaus. Die jeweilige noch ausstehende Energiedifferenz bis zum Minimum des finalen Niveaus wird durch Phononenemission überbrückt. Weisen die Schwingungsparabeln der Niveaus einen Schnittpunkt auf, kann der Übergang, wie in Abbildung 2.6 zu sehen ist, vom Bandniveau in das Störstellenniveau strahlungsfrei geschehen. Es ist dann nur eine thermische Aktivierungsenergie E_{AE} , äquivalent zur Energie des angeregten Schwingungszustandes im höheren Niveau an der Schnittstelle der Schwingungsparabeln nötig. Die Aktivierungsenergie definiert den Einfangkoeffizienten für Ladungsträger in die Störstelle.

$$c^T \sim \exp\left(-\frac{E_{AE}}{k_B T}\right) \quad (2.33)$$

Bei sehr tiefen Temperaturen kann es je nach Ladung der Störstelle Abweichungen von dieser Temperaturabhängigkeit des Einfangkoeffizienten geben [128].

Prinzipiell könnten die Aktivierungsenergien der nichtstrahlenden Rekombination über temperaturabhängige Photolumineszenzintensitätsmessungen bestimmt werden. Die Abnahme der Intensität bei steigender Temperatur und gleicher Anregungsleistung entspricht einem höheren Anteil der nichtstrahlenden Rekombination an der Gesamtrekombination. Allerdings liegen bei GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen verschiedene Gegebenheiten vor, die die nichtstrahlenden Rekombinationsprozesse bei tiefen Temperaturen unterdrücken, indem Ladungsträger gar nicht erst zu den Störstellen gelangen [98]. Dies sind erstens der Mechanismus der Ladungsträgerlokalisation bedingt durch Fluktuationen oder Variationen des In-Gehalts im Quantenfilm oder der Quantenfilmbreite [61]. Zweitens liegen bei tiefen Temperaturen vermehrt Exzitonen statt freie Ladungsträger im Quantenfilm vor, was die strahlende Rekombinationszeit verkürzt und damit die nichtstrahlende Rekombinationsrate vermindert. Und drittens unterbinden GaN-Barrieren ein entkommen der Ladungsträger aus dem Quantenfilm. Erst bei hohen Temperaturen von mehreren hundert Kelvin entkommen Ladungsträger dem GaInN-Quantenfilm und gehen für die strahlende Rekombination im Quantenfilm verloren. Diese drei Mechanismen der Unterbindung nichtstrahlender Rekombination dominieren den Verlauf der Photolumineszenzintensität in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Temperaturabhängigkeiten der konkreten nichtstrahlenden Rekombinationsprozesse, wie dem Ladungsträgereinfang über Multiphononenprozesse, sind aus den temperaturabhängigen Verläufen der Photolumineszenzintensität kaum noch extrahierbar. Der Ladungsträgerlokalisation, der Exzito-

nendissoziation und dem Entkommen der Ladungsträger aus dem Quantenfilm über die Barrieren können Aktivierungsenergien zugeordnet werden (vgl. Abschnitt 3.2.2). Diese lassen sich aus den exponentiellen Abfällen in der Temperaturabhängigkeit der Photolumineszenzintensität bestimmen.

Kapitel 3

Experimente und Proben

3.1 Zeitaufgelöste Photolumineszenz

3.1.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau zur zeitaufgelösten Photolumineszenz besteht aus vier Einheiten. Einem Lasersystem, das das gepulste Laserlicht zur optischen Anregung der Halbleiterstrukturen erzeugt, einem He-Kryostaten mit der Möglichkeit zur Temperaturregelung, um die Strukturen temperaturabhängig untersuchen zu können, einer Detektionseinheit zum Messen des Photolumineszenzlichtes, das in den Halbleiterstrukturen erzeugt wird und einer elektronischen Einheit zur Weiterverarbeitung der Signale der Detektionseinheit und zur Speicherung der Messdaten.

Das Lasersystem setzt sich aus einem Pumplaser und einem Farbstofflaser zusammen. Der Pumplaser ist ein modengekoppelter Nd:YAG-Laser Modell 3800S von Spectra Physics, der mit einer Frequenz von 82 MHz Pulse mit einer Länge von rund 75 ps bei einer Wellenlänge von 1064 nm erzeugt. Die infraroten Laserpulse werden in einem KTP-Kristall (Kalium-Titanyl-Phosphat) auf eine Wellenlänge von 532 nm frequenzverdoppelt. Das frequenzverdoppelte Laserlicht wird benutzt um einen Farbstofflaser Modell 375 von Spectra Physics, der mit dem Farbstoff „Pyridin 1“ betrieben wird, optisch zu pumpen. Der Farbstoff und die Optiken des Farbstofflasers ermöglichen eine Wellenlängendurchstimmbarkeit von 680 bis 770 nm. Der Farbstofflaser ist mit einem Cavity-Dumper ausgerüstet, der über eine Referenzfrequenz mit dem Pumplaser gekoppelt ist, und der mit einstellbaren Repetitionsfrequenzen im Bereich von 8 kHz bis 4 MHz Laserpulse passieren lässt. Das rote Laserlicht des Farbstofflasers wird erneut über einen BBO-Kristall (Beta-Bariumborat) frequenzverdoppelt, wobei Wellenlängen von 340 bis 385 nm, entsprechend Energien von 3.22 bis 3.65 eV, erreicht werden. Damit kann selektiv unterhalb oder oberhalb der GaN-Bandkante (3.5 eV bei tiefen Temperaturen / 3.44 eV bei Raumtemperatur) angeregt werden. Soweit nicht anders vermerkt, wurden alle GaInN-Quantenfilmsysteme resonant mit einer Wellenlänge von 367 nm angeregt. Nach der zweiten Frequenzverdopplung haben die UV-Laserpulse Längen von ca. 5 ps. Das Laserlicht wird über eine Fokussierlinse auf die Oberfläche der Probe im Kryostaten fokussiert. Der Radius der Anregungsfläche konnte mit einer Mikroskopkamera ausgemessen werden. Bei einem Einfallswinkel von rund 45° ergab sich ein mittlerer Radius von $40 \mu\text{m}$, was einer Anregungsfläche von $5 \cdot 10^{-5} \text{cm}^2$ entspricht. Maximal wurden zeitlich gemittelte UV-Leistungen von bis zu $20 \mu\text{W}$ erreicht.

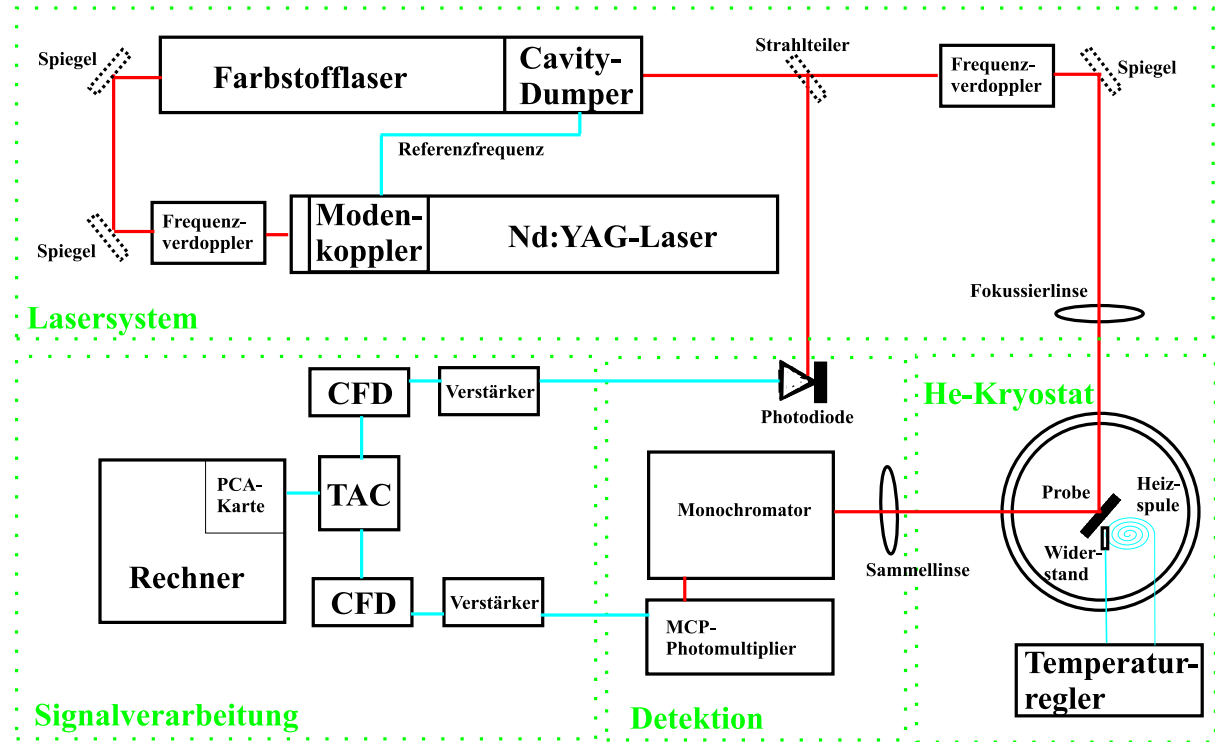


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau der Messvorrichtung zur zeitaufgelösten Photolumineszenz.

Um Leistungsschwankungen zu unterdrücken, wurden Messungen bei stabilisiertem Laserbetrieb und dafür geringeren Leistungen von maximal $3 \mu\text{W}$ (zeitlich gemittelt) durchgeführt. Wird die zumeist verwendete Repetitionsfrequenz von 4 MHz und die Pulslänge von 5 ps , sowie die Anregungsfläche auf der Probe berücksichtigt, ergibt sich eine eingestrahelte Energiedichte im Laserpuls von rund $1.2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$, entsprechend einer eingestrahlten Leistungsdichte von $240 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Bei einem Absorptionskoeffizienten von rund $10^5 \frac{1}{\text{cm}}$ [113] und einer absorbierenden Gesamtschichtdicke der GaInN-Quantenfilme von 2 nm folgt eine absorbierte Energiedichte von $2.4 \cdot 10^{-8} \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$, entsprechend einer absorbierten Leistungsdichte von $4.8 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Diese absorbierte Energiedichte reicht aus, um eine maximale 2D-Ladungsträgerdichte von $1.5 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$ Ladungsträgerpaaren bei 3 eV zu erzeugen. Dies wiederum entspricht im Quantenfilm einer maximalen 3D-Ladungsträgerdichte von $7.5 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{cm}^3}$. Da dies eine grobe Abschätzung der oberen Grenze der erzeugten Überschussladungsträgerdichte ist, und diese Dichte nur eine Größenordnung oberhalb der Hintergrundladungsträgerkonzentration des GaN liegt, kann angenommen werden, dass die Zahl der durch den Laserpuls im Quantenfilm erzeugten Überschussladungsträger maximal die gleiche Größenordnung wie die Dichte der Hintergrundladungsträger bei Raumtemperatur (10^{16} bis $10^{17} \frac{1}{\text{cm}^3}$ [129]) im Quantenfilm hat.

Das Photolumineszenzsignal der Probe im Kryostaten wird über eine Linse gesammelt und auf den Spalt eines mit einem Schrittmotor ausgerüsteten 0.75 m -Doppelgittermonochromators mit 1800 -Strich-Gittern fokussiert. Der Monochromator spaltet das Lumineszenzsignal der Probe mit einer minimalen Auflösung von 0.5 nm spektral auf. Die Detektion des Lichts erfolgt über einen schnellen MCP-Photomultiplier (Micro-Channel Plate

Photomultiplier) im Einzelphotonenzählverfahren mit einer Zeitauflösung von 25 ps. Die beiden vorverstärkten Signale des MCP-Photomultipliers und einer Photodiode, die über die Anregungspulse des Farbstofflasers getriggert wird, gelangen zu einem **C**onstant-**F**raction-**D**iscriminator (CFD), der die exakten Zeitpunkte aus den erhaltenen Signalen bestimmt und entsprechend Rechteckpulse mit gut definierten Anstiegsflanken generiert. Diese Rechteckpulse erhält ein Zeit-Pulshöhen-Wandler (**T**ime-**A**mplitude-**C**onverter / TAC), der die Zeitdifferenz zwischen den beiden Signalen in eine Spannung umsetzt, die mit einem Rechner über eine PCI-Karte mit 2048 Kanälen ausgelesen wird. Die Statistik aus den Zeitdifferenzen zwischen den an der Photodiode detektierten Laserpulsen und den am Photomultiplier detektierten Lumineszenzphotonen bestimmt die effektive Zerfallszeit der Photolumineszenz in der Probe.

In dem He-Kryostaten können die Proben bis auf 4.2 K abgekühlt werden. Der Probenstöß im Kryostaten ist mit einem Widerstandsthermometer und einer Heizspule versehen. Über einen daran angeschlossenen PID-Temperaturregler können alle Temperaturen bis zu Raumtemperatur schnell eingestellt und mit einem geringen Fehler von ungefähr 0,1 K gehalten werden.

Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 3.1 skizziert.

3.1.2 Auswertungen

Mit der Messvorrichtung zur zeitaufgelösten Photolumineszenz kann bei jeder am Monochromator eingestellten Wellenlänge eine Lumineszenzzerfallsstatistik aufgenommen werden. Dies erlaubt zum einen die Bestimmung einer wellenlängenabhängigen effektiven Zerfallszeit, zum anderen ist es möglich, entweder zeitintegrierte oder zeitaufgelöste Photolumineszenzspektren zu messen (vgl. Abbildung 3.2). Im Fall der zeitintegrierten Photolumineszenz werden alle detektierten Photonen jeder Wellenlänge summiert. Im Fall der zeitaufgelösten Photolumineszenz wird die Zerfallsstatistik jeder Wellenlänge einzeln aufgenommen. Aus den Gesamtdaten werden die Photolumineszenzspektren für beliebige Zeitintervalle nach der Anregung berechnet.

Über temperaturabhängige Messungen der zeitintegrierten Photolumineszenzspektren kann unter der Annahme, dass bei den tiefsten Temperatureinstellungen von $T = 5$ K nur strahlende Rekombination vorliegt, weil die nichtstrahlenden Rekombinationsprozesse erst aktiviert werden müssen, die Abnahme der internen Quantenausbeute mit steigender Temperatur bestimmt werden. Das Verhältnis der Intensität $I(T)$ zur Intensität bei $T = 5$ K gibt dabei die interne Quantenausbeute (QA) wieder. Sie entspricht dem Anteil der Überschussladungsträger, die bei der Temperatur T noch strahlend rekombinieren.

$$QA = \frac{I(T)}{I(T = 5K)} = \frac{R_{str}(T)}{R_{str}(T) + R_{nichtstr}(T)} \quad (3.1)$$

Etwas ausführlicher wird auf die Definition der Quantenausbeute in Abschnitt 3.2.2 eingegangen.

Die Bestimmung von Rekombinationszeiten aus den gemessenen Photolumineszenzzerfallsstatistiken ist sehr komplex, da die Zerfallsstatistik durch eine Vielzahl von Mechanis-

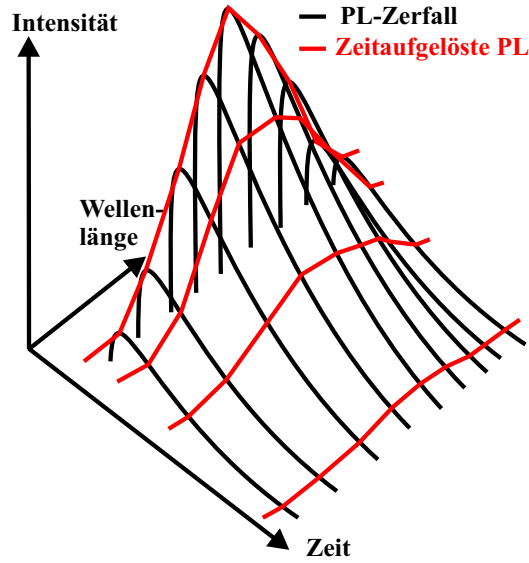


Abbildung 3.2: Schema zur Bestimmung der zeitaufgelösten Photolumineszenzspektren.

men beeinflusst wird. Bei einer grundlegenden Betrachtung wird durch den Anregungslaserpuls die angeregte Halbleiterschicht in einen Nichtgleichgewichtszustand gebracht. Im Gleichgewichtsfall sind die Rekombinationsrate R_0 und die Generationsrate G_0 noch gleich:

$$R_0 = G_0 = B_{sp} n_0 p_0. \quad (3.2)$$

n_0 und p_0 sind die Gleichgewichtsladungsträgerdichten. Durch den Anregungspuls verändern sich die Ladungsträgerdichten im System: $n = n_0 + \delta n$ und $p = p_0 + \delta p$ mit $\delta n = \delta p$ als Überschussladungsträgerdichten. Die Rekombinationsrate ändert sich, die Generationsrate bleibt aber gleich.

$$R_{ng} = B_{sp} n p \quad (3.3)$$

$$G_{ng} = G_0 \quad (3.4)$$

Daraus folgt eine Nettorekombinationsrate R , die eine Funktion der Hintergrundladungsträgerdichte und der Überschussladungsträgerdichte ist.

$$\begin{aligned} R &= R_{ng} - G_{ng} \\ &= \frac{R_0 n p}{n_0 p_0} - R_0 \\ &= R_0 \frac{n p - n_0 p_0}{n_0 p_0} \\ &= B_{sp} ((n_0 + p_0) \delta n + \delta n^2) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Für kleine Anregungsdichten $\delta n \ll (n_0 + p_0)$ und große Temperaturen (n_0, p_0 groß) folgt ein exponentielles Zerfallsgesetz für die Rekombination.

$$R = -\frac{\partial \delta n}{\partial t} = B_{sp} (n_0 + p_0) \delta n$$

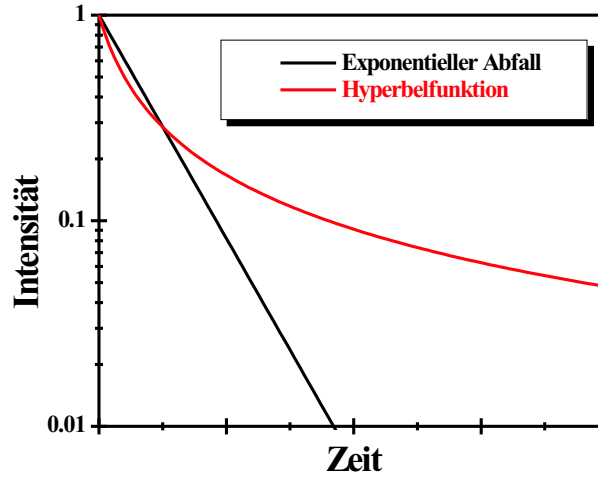


Abbildung 3.3: Beispiel eines exponentiellen Abklingens der Intensität und eines Abklingens nach einer Hyperbelfunktion bei einer einfach logarithmischen Auftragung.

$$\Rightarrow \delta n(t) = \delta n(t_0) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.6)$$

$$\tau = \frac{1}{B_{sp}(n_0 + p_0)} \quad (3.7)$$

$\delta n(t)$ gibt die Änderung der Überschussladungsträgerdichte über der Zeit an. $\delta n(t_0)$ ist die Überschussladungsträgerdichte unmittelbar nach dem Anregungspuls und τ ist die resultierende Rekombinationszeit. Damit ergibt sich der Zusammenhang zwischen Rekombinationsrate und Rekombinationszeit zu

$$\Rightarrow R = \frac{\delta n}{\tau}. \quad (3.8)$$

Für große Anregungsdichten $\delta n \gg (n_0 + p_0)$ und tiefe Temperaturen (n_0, p_0 klein) folgt ein Zerfallsgesetz entsprechend einer Hyperbelfunktion (vgl. Abbildung 3.3).

$$R = -\frac{\partial \delta n}{\partial t} = B_{sp} \delta n^2$$

$$\Rightarrow \delta n(t) = \frac{\delta n(t_0)}{1 + B_{sp} \delta n(t_0) t} \quad (3.9)$$

$$\tau = \frac{1}{B_{sp} \delta n(t_0)} \quad (3.10)$$

Mit zunehmender Temperatur ist ein Übergang von einem hyperbelartigen Abklingverhalten der Lumineszenz zu einem exponentiellen möglich, wobei hier bisher nur die strahlende Rekombination für freie Ladungsträger betrachtet wurde.

Für Exzitonen, die, bedingt durch die hohen Exzitonenbindungsenergien in den Quantenfilmen der Gruppe-III-Nitride, bis zur Raumtemperatur wesentlich an der Rekombination beteiligt sind, ergibt sich wieder ein exponentielles Abklingverhalten der Lumineszenz. Für die Exzitonen ist die Rekombinationsrate proportional zu dem strahlenden Rekombinationskoeffizienten für Exzitonen B_x und der Exzitonendichte n_x .

$$R_{x,0} = B_x n_{x,0} \quad (3.11)$$

Führt man die gleiche Berechnung für die Nettorekombinationsrate aus wie bei den freien Ladungsträgern, folgt für die Exzitonendichte $n_x = n_{x,0} + \delta n_x$ nach der Anregung des Systems:

$$\begin{aligned} R &= R_{ng} - G_{ng} \\ &= B_x n_x - B_x n_{x,0} \\ &= B_x \delta n_x \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \delta n_x &= \delta n_x(t=0) e^{-\frac{t}{\tau_x}} \\ \tau_x &= \frac{1}{B_x} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Der strahlende Rekombinationskoeffizient für freie Exzitonen hat wieder die gleiche Temperaturabhängigkeit wie im Fall der freien Ladungsträger [130].

$$B_x^{3D} \sim T^{-1.5} \quad (3.14)$$

$$B_x^{2D} \sim T^{-1} \quad (3.15)$$

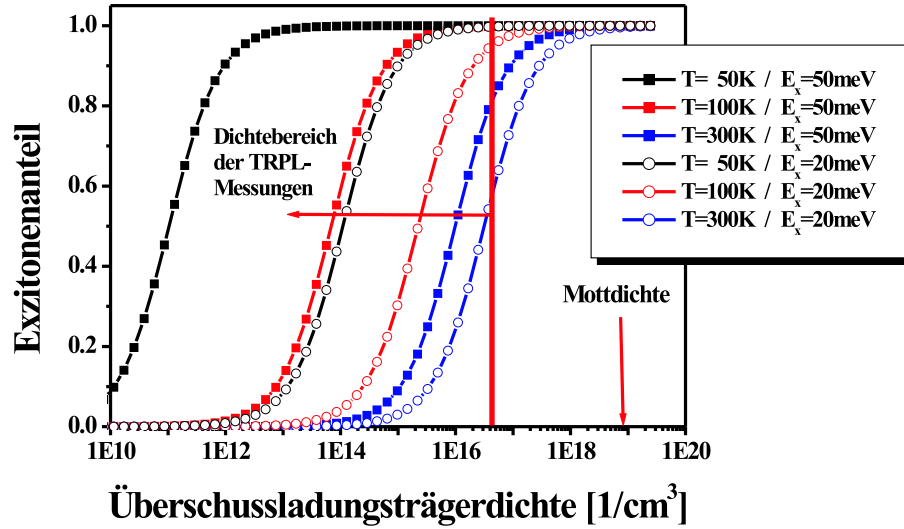
Abweichungen von dieser Temperaturabhängigkeit können bei tiefen Temperaturen durch Lokalisationseffekte oder durch Wechselwirkungsprozesse der Exzitonen, z. B. mit Phononen, wenn die homogene Linienbreite größer wird als $k_B T$, auftreten [130, 131]. In diesen beiden Referenzen wird auch gezeigt, dass die Quantenfilmbreite über die Änderung der Exzitonenbindungsenergie und der Lokalisation einen Einfluss auf die Exzitonenlebensdauer hat.

Ob die Rekombination von freien Ladungsträgern oder von Exzitonen dominiert ist, wird durch das temperaturabhängige Verhältnis ihrer Dichten und der Gesamtzahl der Ladungsträger bestimmt. Da die Bildung und Dissoziation von Exzitonen schneller abläuft als die Rekombinationsmechanismen, liegen Exzitonendichte und Dichte der freien Ladungsträger immer in einem thermischen Gleichgewicht vor, das über das Massenwirkungsgesetz beschrieben wird.

$$\frac{n_x}{np} = C(T) \quad (3.16)$$

In Abbildung 3.4 sind über der Ladungsträgerdichte Verläufe der Funktion $C(T)$ für verschiedene, in den durchgeführten Messungen relevante Temperaturen und Exzitonenbindungsenergien in einem zweidimensionalen System dargestellt. Der Ladungsträgerdichtebereich, in dem die zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen stattfinden, ist mit eingezeichnet. Die Mottdichte von rund $10^{19} \frac{1}{\text{cm}^3}$ [132], bei der die Anzahl der Exzitonen relativ zur Gesamtladungsträgerzahl im System bei steigender Ladungsträgerdichte wieder sinkt, ist ebenfalls eingezeichnet; die Störung der Elektron-Loch-Wechselwirkung ist aber in den Funktionen nicht berücksichtigt. Die Mottdichte liegt zwei bis drei Größenordnungen über dem für die Messungen relevanten Bereich.

In [133] sind für ein InGaAs-2D-System Korrelationsfunktionen von freien Ladungsträgern temperatur- und dichteabhängig berechnet worden. Sie zeigen ein gleiches Verhalten des Exzitonenanteils, berücksichtigen aber darüber hinaus auch die Unterdrückung der Exzitonenbildung bei hohen Ladungsträgerdichten in der Nähe der Mottdichte. In [119] sind die temperaturabhängigen Verläufe der Photolumineszenzzerfallsdynamiken unter



Abbildungung 3.4: *Exzitonanteil an der Gesamtladungsträgerdichte im zweidimensionalen System. Berechnet für verschiedene Temperaturen und Exzitonenergien. Die effektiven Massen des GaN wurden berücksichtigt. Der Ladungsträgerdichtebereich, in dem die zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen stattfinden, ist eingezeichnet. Im Bereich der Motttdichte wird der Exzitonanteil aufgrund der Störungen der Elektron-Loch-Wechselwirkung wieder abfallen (vgl. [133] / hier nicht berücksichtigt).*

Berücksichtigung des Massenwirkungsgesetzes temperaturabhängig für Quantenfilmsysteme theoretisch analysiert worden und in [134, 135] und [136] wurden dazu an InGaAs- bzw. GaInP-Quantenfilmsystemen Messungen durchgeführt. Mit steigender Temperatur ergeben sich biexponentielle Zerfallsdynamiken, die zum einen von $C(T)$ und zusätzlich durch das Verhältnis von Hintergrund- zu Überschussladungsträgern geprägt sind.

Bei den GaInN-Quantenfilmsystemen gibt es noch weitere Mechanismen, die die Zerfallsdynamik beeinflussen können. Die Quantenfilme sind von einem piezoelektrischen Feld überlagert. Überschussladungsträger, erzeugt durch einen Anregungspuls, können dieses Feld komplett oder teilweise abschirmen, was zu einem höheren Überlapp der Elektronen- und Lochwellenfunktionen im Quantenfilm und zu einer kürzeren Rekombinationszeit führt. Sinkt die Zahl der Überschussladungsträger anschließend durch Rekombinationen, so sinkt auch der Grad der Abschirmung und die effektive Zerfallszeit nimmt wieder zu [137]. Eine ausführliche Untersuchung hierzu, allerdings an AlGaIn/GaN-Quantenfilmen, ist in [138] zu finden. Die Anregungsleistung bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen der zeitaufgelösten Photolumineszenz reichte nicht für eine komplette Abschirmung der piezoelektrischen Felder aus; jedoch für eine partielle Abschirmung. Beleg dafür ist der Unterschied zwischen der zeitlichen Rotverschiebung des Photolumineszenzsignals bei den zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen und der Rotverschiebung, die bei einer kompletten Abschirmung der Felder auftreten würde. In Abbildung 3.5 sind diese Werte für eine Serie von GaInN/GaN-Quantenfilmsystemen unterschiedlicher Quantenfilmdicken und mit rund 10 % In-Gehalt dargestellt.

Neben den piezoelektrischen Feldern kann die Lokalisation von Ladungsträgern in Halb-

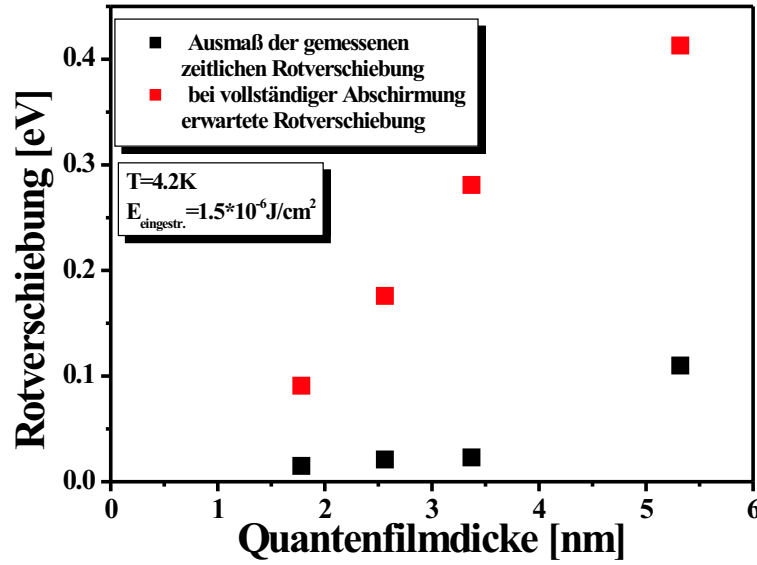


Abbildung 3.5: Rotverschiebung der Photolumineszenzemission während des Zerfalls des Lumineszenzsignals in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke (GaInN/GaN-Zehnfachquantenfilmserie: BS58, BS61, BS62, BS64 mit 10 % Indium). Schwarz sind die gemessenen Rotverschiebungen dargestellt; rot die bei kompletter Abschirmung erwarteten Verschiebungen.

leiterstrukturen durch die Dynamik von Hopping-Prozessen zwischen verschiedenen Lokalisationsstellen [139, 140] oder getrennter Lokalisation von Elektronen und Löchern [141] zu stark nichtexponentiellen Zerfallsdynamiken der Photolumineszenz führen.

Des Weiteren nimmt bei höheren Temperaturen die thermisch aktivierte nichtstrahlende Rekombination zu (vgl. Kapitel 2.3.4), während Auswirkungen der Lokalisation von Ladungsträgern immer weniger Einfluss auf die Rekombinationsdynamik haben. Die Rate der nichtstrahlenden Rekombination weist eine andere Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte auf als die strahlende Rekombination, was sich ebenfalls auf die Rekombinationsdynamik auswirken kann. Während die nichtstrahlende Rate proportional zur oder gar unabhängig von der Ladungsträgerdichte ist (vgl. Gleichung 2.31 und Gleichung 2.32), steigt die strahlende Rate nach Gleichung 2.24 und 2.26 annähernd quadratisch, wenn berücksichtigt wird, dass der exzitonische Rekombinationsanteil im betrachteten Dichtebereich mit der Ladungsträgerdichte zunimmt (vgl. Abbildung 3.4).

Bei den in dieser Arbeit untersuchten GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen wurden oft nichtexponentielle Zerfallsdynamiken beobachtet. Aus diesen Zerfallsdynamiken konnten effektive Rekombinationszeiten auf verschiedene Weise bestimmt werden (vgl. Abbildung 3.6):

- Die Zerfallsdynamik konnte mit einer gedehnten Exponentialfunktion angepasst werden, die den nichtexponentiellen Charakter des Zerfalls gut wiedergibt, ohne eine konkrete Modellvorstellung zu berücksichtigen.

$$I(t) = I(t = 0) \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta\right) \quad (3.17)$$

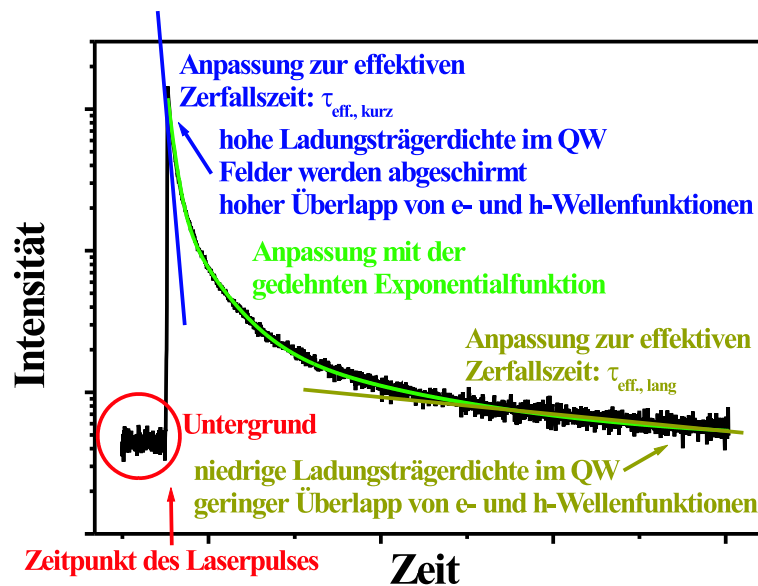


Abbildung 3.6: Beispiel zur Anpassung der Zerfallszeiten $\tau_{\text{eff, kurz}}$, $\tau_{\text{eff, lang}}$ und der gedehnten Exponentialfunktion. Es wird jeweils vor dem Anpassen der mittlere Untergrund, der zeitlich vor dem Anregungspuls bestimmt wird, von der Zerfallsdynamik subtrahiert.

Dabei wurde die komplette Zerfallsdynamik abzüglich des Untergrunds angepasst. τ liefert die effektive Zerfallszeit und β den Grad der Abweichung vom einfach exponentiellen Zerfall, wobei $\beta = 1$ rein exponentiell wäre, aber $\beta < 1$ bei den meisten Strukturen beobachtet wurde.

- Die Ausläufer der Zerfallsdynamiken konnten mit einer einfach exponentiell abfallenden Funktion angepasst werden. Wird dabei nur der Bereich berücksichtigt, in dem die Zerfallsdynamik schon in einen näherungsweise exponentiellen Abfall übergegangen ist, so können alle Effekte, die aufgrund von hohen Ladungsträgerdichten die Rekombination im Quantenfilm beschleunigen, wie z. B. die Abschirmung der Felder, vernachlässigt werden. Die so angepasste Zerfallszeit $\tau_{\text{eff, lang}}$ ist im wesentlichen nur noch durch den Überlapp der Elektronen- und Lochwellenfunktionen im kaum gestörten, feldüberlagerten Quantenfilm bestimmt. Sie ist damit ein Maß für die Breite oder den In-Gehalt des Quantenfilms. In Abschnitt 4.1.4 wird gezeigt, dass Lokalisationseffekte von Ladungsträgern im Quantenfilm den Ausklingbereich der Photolumineszenzzerfallsdynamik beeinflussen. Diese können kaum von dem durch die effektive Rekombinationszeit $\tau_{\text{eff, lang}}$ definierten Abklingen separiert werden. Damit wird die Rekombinationszeit $\tau_{\text{eff, lang}}$ immer etwas zu groß bestimmt. Da aber die Lokalisation in allen untersuchten Strukturen ähnlich stark auftritt, bleiben die ermittelten effektiven Rekombinationszeiten untereinander vergleichbar.
- Am Anfang der Zerfallsdynamiken, unmittelbar nach der optischen Anregung durch den Laserpuls, konnte ein kurzes Zeitintervall von 0.3 bis 2 ns ebenfalls mit einer einfach exponentiell abfallenden Funktion angepasst werden und so eine Zerfallszeit $\tau_{\text{eff, kurz}}$ ermittelt werden. Diese Variante hat den Vorteil, dass bei Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen am Anfang der Zerfallsdynamik immer von einer

identischen Ladungsträgerdichte im Quantenfilmsystem ausgegangen werden kann, vorausgesetzt dass die optische Anregungsleistung gleich bleibt. Außerdem liefert die Zerfallsdynamik, ebenfalls direkt nach der optischen Anregung, einen Intensitätswert, das Maximum der Zerfallsdynamik, der wie $\tau_{\text{kurz,eff}}$ bei Temperaturserien immer unter gleicher Ladungsträgerdichte ermittelt wird. Da das Abklingen der Photolumineszenz im allgemeinen mit zunehmender Temperatur schneller wird, gilt für alle anderen Zeitintervalle der Zerfallsdynamik nicht mehr, dass bei unterschiedlichen Temperaturen noch gleiche Ladungsträgerdichten vorliegen. Aus den temperaturabhängigen Zerfallszeiten $\tau_{\text{eff,kurz}}(T)$ und den zugehörigen Intensitätswerten $I(T)$ können unter der Annahme, dass bei tiefsten Temperaturen die nichtstrahlende Rate gleich null ist, eine temperaturabhängige interne Quantenausbeute (QA) und ebenfalls temperaturabhängige strahlende und nichtstrahlende Rekombinationszeiten ($\tau_{\text{str}}(T)$ und $\tau_{\text{nichtstr}}(T)$) berechnet werden. Für die Quantenausbeute gilt

$$QA(T) = \frac{I(T)}{I(T = 0K)} = \frac{R_{\text{str}}(T)}{R_{\text{str}}(T) + R_{\text{nichtstr}}(T)}. \quad (3.18)$$

Daraus folgt zusammen mit Gleichung 3.8 und Gleichung 2.21 jeweils nach kurzer Rechnung

$$\tau_{\text{str}}(T) = \frac{\delta n}{R_{\text{str}}} = \frac{\tau_{\text{eff,kurz}}(T)(R_{\text{str}}(T) + R_{\text{nichtstr}}(T))}{R_{\text{str}}(T)} \quad (3.19)$$

$$= \frac{\tau_{\text{eff}}(T)}{QA(T)} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} \tau_{\text{nichtstr}}(T) &= \frac{\delta n}{R_{\text{nichtstr}}} = \frac{\tau_{\text{eff,kurz}}(T)(R_{\text{str}}(T) + R_{\text{nichtstr}}(T))}{R_{\text{nichtstr}}(T)} \\ &= \frac{\tau_{\text{eff}}(T)}{1 - QA(T)}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Bei den tiefsten Messtemperaturen, wenn $QA = 1$ ist, ist die strahlende Rekombinationszeit identisch mit der effektiven Rekombinationszeit, da die nichtstrahlende Rekombination nicht auftritt. Aus demselben Grund ist für $QA = 1$ die nichtstrahlende Rekombination nicht definiert. Sie geht für diesen Fall asymptotisch gegen Unendlich.

3.2 CW Photolumineszenz

3.2.1 Experimenteller Aufbau

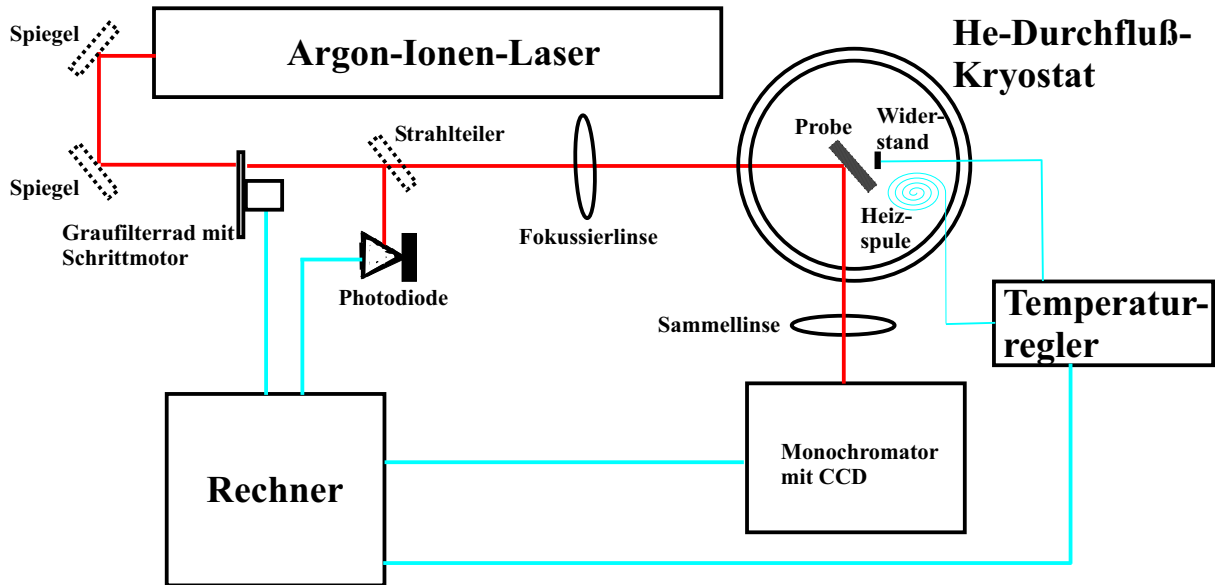


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau der Messvorrichtung zur CW-Photolumineszenz.

Der Messaufbau der CW-Photolumineszenz besteht aus einem Argon-Ionen-Laser zur optischen Anregung, einem Helium-Durchfluß-Kryostaten, in dem die Photolumineszenz der Proben bei Temperaturen von $T = 15\text{ K}$ bis $T = 300\text{ K}$, geregelt über den Heliumdurchfluß und einen PID-Temperaturregler, gemessen werden kann und einem 0.32m-Monochromator TRIAX 320 von Jobin Yvon - Spex mit einer maximalen Auflösung von 0.2 nm und einem CCD-Feld zur Detektion des Photolumineszenzspektrums.

Der Argon-Ionen-Laser Modell 2085-15 von Spectra-Physics kann auf verschiedenen Emissionswellenlängen von 335 nm bis 514 nm betrieben werden. Er läuft im Dauerstrichbetrieb (CW). Für die in dieser Arbeit untersuchten GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen wurde zumeist die 380 nm -Linie für eine resonante Absorption in den GaInN-Schichten verwendet. Die maximale verwendete Anregungsleistung war 40 mW . Mit einer Mikroskopkamera konnte der Durchmesser des auf der Probe fokussierten Anregungspunktes auf $50\text{ }\mu\text{m}$ bestimmt werden. Das entspricht einer maximalen eingestrahnten Leistungsdichte von rund $2\text{ }\frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Bei einer absorbierenden Gesamtschichtdicke der GaInN-Quantenfilme von 2 nm folgt eine maximale absorbierte Leistungsdichte von $40\text{ }\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. Über ein Graufilterrad kann die Leistungsdichte des Anregungsstrahls um einen Faktor bis 500 vermindert werden. Mit einer Fokussierlinse wird der Strahl auf die Probe im Kryostaten fokussiert und mit einer Sammellinse das Photolumineszenzlicht von der Probe auf den Spalt des Monochromators abgebildet. Ein Shutter im Monochromator definiert die Belichtungszeit des CCD-Feldes, das bei jeder Belichtung das gesamte Emissionsspektrum der Probe aufnimmt. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 3.7 skizziert.

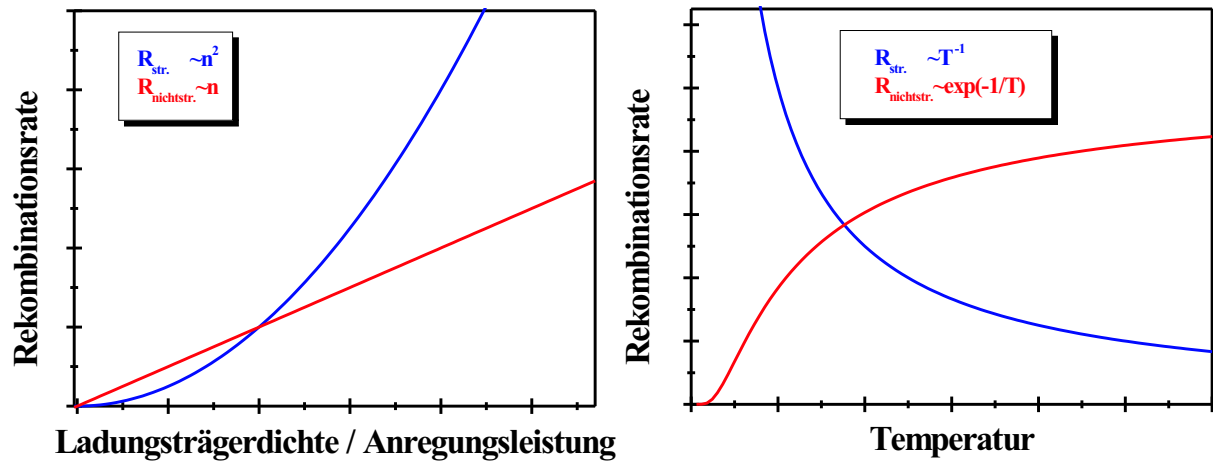


Abbildung 3.8: Abhängigkeiten der strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationsraten von der Anregungsleistung bzw. der Ladungsträgerdichte und der Temperatur.

3.2.2 Auswertungen

Der CW-Photolumineszenzaufbau wird für temperatur- und leistungsabhängige Photolumineszenzmessungen verwendet. Die Temperatur wurde meist in 10 K-Schritten von 15 K aufwärts erhöht, wobei bei jedem Temperaturschritt die Photolumineszenzspektren der Probe bei 38 Anregungsleistungen aufgenommen wurden. Die gleichzeitige Messung der Temperatur- und Leistungsabhängigkeit der Photolumineszenzintensität ermöglicht die Überprüfung, ob bei den tiefsten Messtemperaturen und den höchsten verwendeten Anregungsleistungen angenommen werden kann, dass die nichtstrahlende Rekombination vernachlässigbar gegenüber der strahlenden ist, was einer internen Quantenausbeute von 1 entspricht.

Die strahlende und nichtstrahlende Rekombinationsrate weisen unterschiedliche Abhängigkeiten von der Temperatur und der Ladungsträgerdichte auf. Nach Gleichungen 3.12 und 3.15 ist die strahlende Rekombinationsrate für Exzitonen im Quantenfilm proportional zu $1/T$ und steigt nach den Ausführungen in Abschnitt 3.1.2 näherungsweise quadratisch mit der Ladungsträgerdichte. Die nichtstrahlende Rekombinationsrate ist jedoch thermisch aktiviert (vgl. Kapitel 2.3) und ist nach der Shockley-Read-Hall-Theorie [124] höchstens proportional zur Ladungsträgerdichte. In Abbildung 3.8 sind die Verläufe der strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationsraten über der Ladungsträgerdichte und der Temperatur skizziert. Für hohe Ladungsträgerdichten und niedrige Temperaturen wird die strahlende Rate größer als die nichtstrahlende. Werden Photolumineszenzmessungen in diesem Bereich durchgeführt, so kann von einer internen Quantenausbeute von 1 gesprochen werden.

Dass man sich in den Bereichen der Temperatur und der Ladungsträgerdichte befindet, in denen die nichtstrahlende Rekombination vernachlässigt werden kann, kann belegt werden, wenn durch geringe Temperaturerhöhung bzw. eine geringe Verminderung der Ladungsträgerdichte keine Veränderung der internen Quantenausbeute bzw. der Photolumineszenzintensität auftritt, d. h. die strahlende Rate immer noch dominant bleibt. In Abbildung 3.9 sind temperaturabhängig und leistungsabhängig Beispiele der Verläufe der

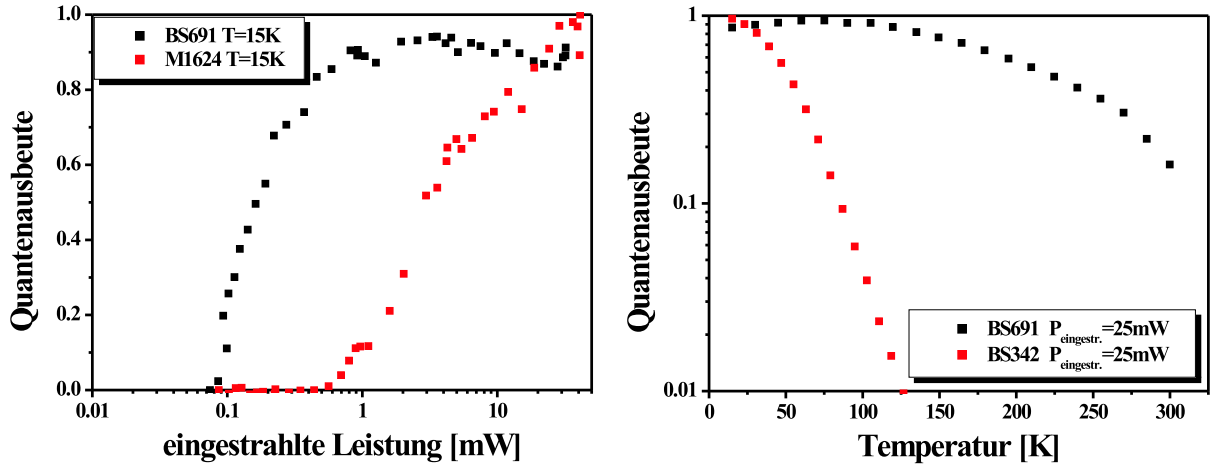


Abbildung 3.9: Beispiele von leistungs- und temperaturabhängigen Photolumineszenzintensitäten $I(T, P)$ normiert auf die maximal detektierte Intensität $I_{max}(T, P)$ und die Anregungsleistung P . Die schwarzen Messdaten geben Verläufe wieder, bei denen bei tiefster Temperatur und höchster Anregungsleistung von $QA = 1$ ausgegangen werden kann; bei den roten Messdaten ist dies nicht gegeben.

internen Quantenausbeute gegeben, die jeweils in einem Fall die Annahme von $QA = 1$ bei tiefsten Messtemperaturen und höchsten Anregungsleistungen erlauben und im anderen Fall nicht.

Die interne Quantenausbeute berechnet sich, wenn mit verschiedenen Leistungen angeregt wird, aus dem normierten Quotienten von integrierter Intensität der Photolumineszenz und der Anregungsleistung:

$$QA(T, P) = \frac{I(T_i, P_i)}{P_i} / \left[\frac{I(T_j, P_j)}{P_j} \right]_{max}. \quad (3.22)$$

Der Index „max“ deutet auf den maximalen Quotienten aus detektierter Intensität und Anregungsleistung für alle Leistungs- und Temperaturwerte der Messreihe.

Über den temperaturabhängigen Verlauf der internen Quantenausbeute lassen sich durch die Anpassung an ein Arrhenius-Modell die thermischen Aktivierungsenergien E_{AEi} für nichtstrahlende Verlustprozesse bestimmen.

$$QA(T, P) = \frac{QA(T \approx 0K, P)}{1 + C_1 \cdot e^{\frac{E_{AE1}}{k_B T}} + \sqrt{T} \cdot C_2 \cdot e^{\frac{E_{AE2}}{k_B T}} + \sqrt{T} \cdot C_3 \cdot e^{\frac{E_{AE3}}{k_B T}}} \quad (3.23)$$

Nach [98] und wie in Abschnitt 2.3.4 schon erwähnt, treten als Aktivierungsenergien in GaInN/GaN-Quantenfilmen vorwiegend die Lokalisationsenergie von Ladungsträgern E_{AE1} , die Dissoziationsenergie von Exzitonen E_{AE2} und die effektiven Barrierenhöhen der Quantenfilme E_{AE3} auf.

3.3 Optische Verstärkungsspektroskopie

3.3.1 Experimenteller Aufbau

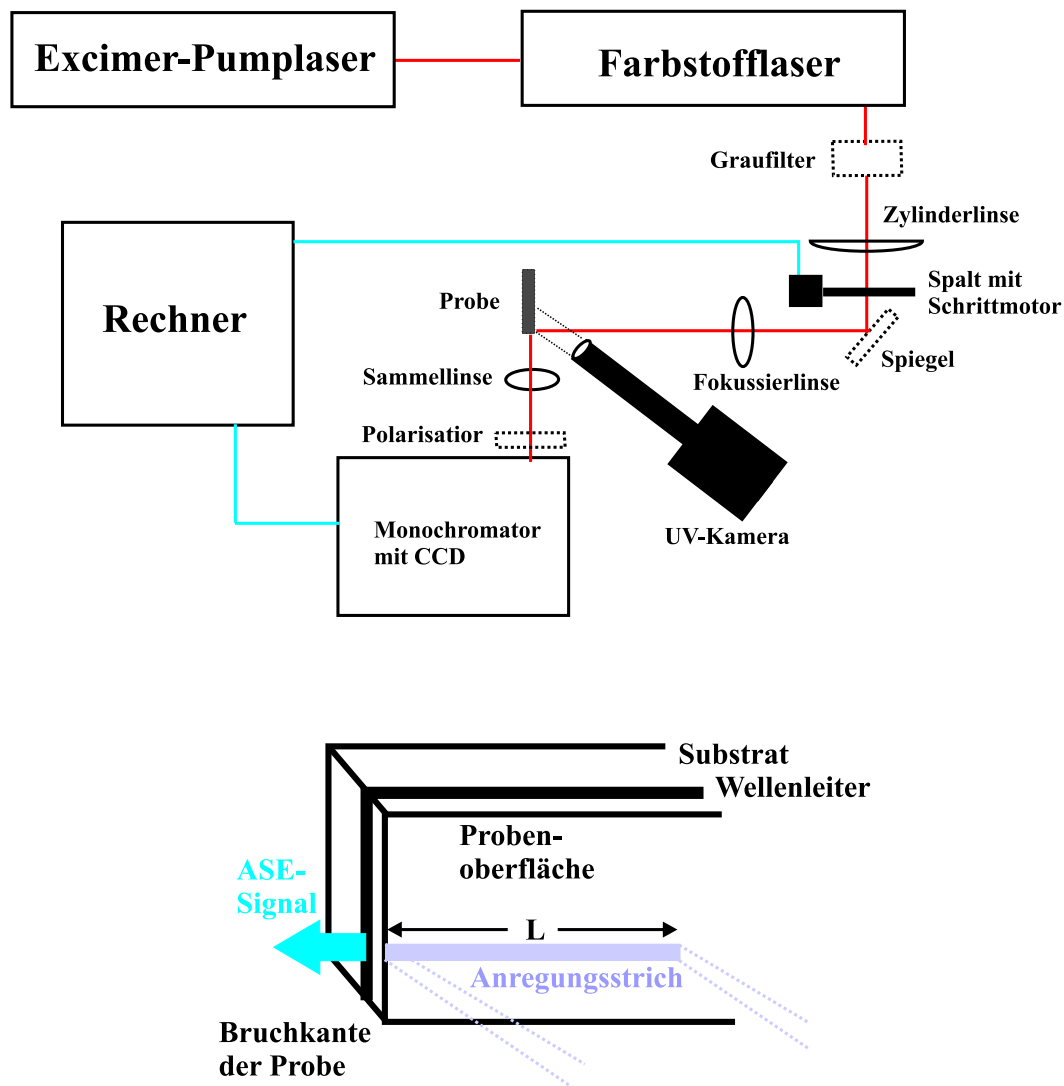


Abbildung 3.10: Aufbau der Messvorrichtung zur optischen Verstärkungsspektroskopie mittels der Variablen-Strichlängenmethode (oben) und Schema zur Anregung und Detektion mittels des Anregungsstriches (unten).

Der Aufbau für die optische Verstärkungsspektroskopie besteht aus einem Lasersystem mit Pump- und Farbstofflaser, einer kombinierten Anordnung von zwei Linsen und einem Spalt, um einen Anregungsstreifen variabler Länge auf der Probenoberfläche abzubilden und einem 0.5m-Monochromator mit CCD-Feld zur Detektion.

Ein mit XeCl betriebener Excimer-Laser EMG 103 MSC von Lambda Physik wird als Pumplaser benutzt. Er erzeugt mit variabler Wiederholfrequenz bis 100 Hz Laserpulse von ca. 10 ns Länge bei einer Wellenlänge von 308 nm. Für die durchgeführten Verstärkungsmessungen wurde eine Wiederholfrequenz von 50 Hz benutzt. Gepumpt wird der gelöste

Farbstoff Polyphenyl I in einem Farbstofflaser FL 2002 von Lambda Physik. Zur gezielten Anregung der GaInN-Quantenfilme wurde der Farbstofflaser auf eine Emissionswellenlänge von 380 nm eingestellt. Die maximal verwendete Pulsenergie betrug $12 \mu\text{J}$. Auf einer Anregungsfläche von $270 \mu\text{m}$ mal $12 \mu\text{m}$ betrug die Energiedichte im Puls $0.37 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ und damit die eingestrahlte Leistungsdichte $37 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$. Wird von einer absorbierenden Gesamtschichtdicke von 2 nm und einem Absorptionskoeffizienten von $10^5 \frac{1}{\text{cm}}$ [113] ausgegangen, so ergibt sich eine absorbierte Leistungsdichte im Puls von $730 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Mit Graufiltern konnte die Leistung um mehrere Größenordnungen vermindert werden.

Mit einer Zylinderlinse wird der Laserstrahl vor der Probe in einer Dimension aufgeweitet, um ein Strichprofil zu erhalten. Mit einem Spalt mit verstellbarer Breite wird die Länge des Strichs variiert, bevor er mit einer weiteren Linse auf die Probenoberfläche fokussiert wird. Bei der Variablen-Strichlängenmethode wird der Anregungsstrich so auf der Probenoberfläche platziert, dass ein Ende bis zur Probenkante reicht, über die das zu detektierende Licht der aktiven Zone gesammelt wird, und das andere Ende über die Spalteinstellungen verkürzt werden kann (vgl. Abbildung 3.10). Mit einer UV-Mikroskopkamera kann die Lage des Anregungsstrichs und die Fokussierung überprüft werden.

Mit einer Sammellinse wird das Signal der verstärkten spontanen Emission (**A**mplified **S**pontaneous **E**mission / ASE), das an der Probenkante aus der aktiven Zone tritt, über einen Polarisator auf den Spalt des Monochromators abgebildet. Das spektral aufgeweitete Licht wird über ein CCD-Feld detektiert. Eine Skizze des Aufbaus ist ebenfalls in Abbildung 3.10 zu sehen.

3.3.2 Auswertungen

Die Variable-Strichlängenmethode [142] erlaubt die spektral aufgelöste Bestimmung der optischen Verstärkung von Halbleiter-Laserstrukturen über die Messung der Spektren der verstärkten spontanen Emission bei verschiedenen Längen L einer Strichanregung senkrecht zu einer Kante der Laserstrukturen. Bei der strahlenden Rekombination der erzeugten Überschussladungsträger entsteht Licht. Der Anteil des Lichtes, der sich entlang des Anregungsstrichs in Richtung Probenkante ausbreitet, kann entweder absorbiert oder verstärkt werden. Ist die Absorption bei gegebener Anregungsleistung höher als die Verstärkung, so wird die messbare Intensität des ASE-Spektrums mit zunehmender Strichlänge eine verminderte Steigung aufweisen (vgl. Abbildung 3.11). Liegt Verstärkung vor, so wird die Steigung der Intensität über der Strichlänge mit zunehmender Strichlänge größer. Im Fall der Transparenz steigt die Intensität proportional zur Strichlänge. Die Kurven der Intensität über der Anregungsstrichlänge genügen der Gleichung [142]

$$I(L, E) = \frac{A R_{sp}(E)}{g_{netto}(E)} (e^{g_{netto}(E) \cdot L} - 1). \quad (3.24)$$

R_{sp} ist die spontane Emissionsrate und A bestimmt den Anteil der spontanen Emission mit gleicher Ausbreitungsrichtung wie die geführte Mode. Die Nettoverstärkung g_{netto} kann für jede Wellenlänge / Energie der ASE-Spektren bestimmt werden. Daraus ergibt sich das Verstärkungsspektrum wie in Abbildung 3.11. Die maximale Nettoverstärkung, die modale Verstärkung und die intrinsischen Verluste bzw. Wellenleiterverluste können

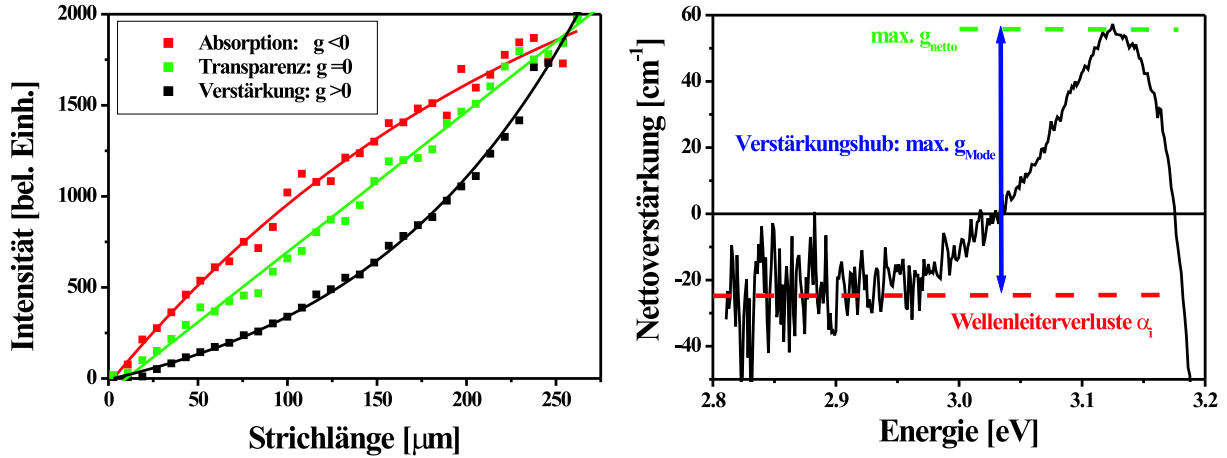


Abbildung 3.11: Intensitätswerte dreier Wellenlängen der ASE-Spektren aufgetragen über der Anregungsstrichlänge bei der Variablen-Strichlängenmethode (links) und Beispiel eines Verstärkungsspektrums aufgenommen nach der Strichlängenmethode (rechts).

aus dem Verstärkungsspektrum ermittelt werden.

Die gemessenen Verstärkungsspektren konnten mit theoretisch berechneten Verstärkungsspektren angepasst werden. Die theoretische Berechnung basiert auf einer selbst-konsistenten Lösung von Schrödinger- und Poisson-Gleichung für die gesamte aktive Zone der Laserstruktur unter Annahme parabolischer Bandverläufe und der Bestimmung der Modenverläufe und des Confinement-Faktors in der Laserstruktur. Eine eingehendere Beschreibung der theoretischen Berechnungen ist in [143] zu finden. Die Anpassung der gemessenen Verstärkungsspektren erlaubt die Bestimmung einer 2D-Ladungsträgerdichte in den Quantenfilmen, die über die theoretische Berechnung zugänglich ist. Das Verhältnis der 2D-Ladungsträgerdichte zur durch die Laseranregung generierten Ladungsträgerdichte definiert eine effektive Rekombinationszeit von Ladungsträgern während des Laserbetriebs.

$$\tau_{eff} = \frac{n_{2D} E_{Anregung}}{P_{abs}} \quad (3.25)$$

Im Bereich hoher Ladungsträgerdichten ist die strahlende Rekombinationszeit proportional zu $\frac{1}{n_{2D}}$, während die nichtstrahlende Rekombinationszeit nach der Shockley-Reed-Hall-Theorie [124] unabhängig von der Ladungsträgerdichte ist (Gleichung 2.32).

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{str}} + \frac{1}{\tau_{nichtstr}} = B \cdot n_{2D} + \frac{1}{\tau_{nichtstr}} \quad (3.26)$$

Trägt man die inverse effektive Zerfallszeit nach Gleichung 3.25 über n_{2D} auf, so kann über die Steigung der strahlende Rekombinationskoeffizient B und über den Achsenabschnitt die nichtstrahlende Rekombinationszeit bestimmt werden (vgl. Abbildung 3.12). Über die leistungsabhängigen, effektiven Rekombinationszeiten und die nichtstrahlende Rekombinationszeit kann anschließend auf die leistungsabhängigen, strahlenden Rekombinationszeiten zurückgerechnet werden.

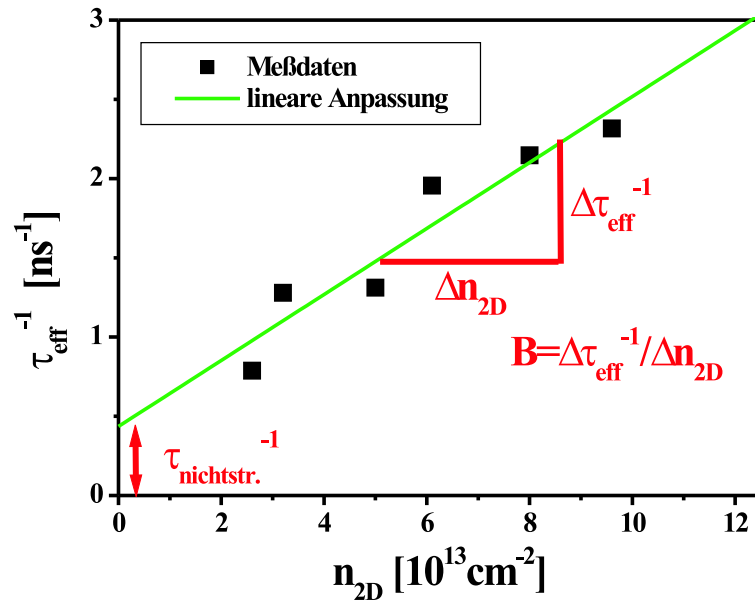


Abbildung 3.12: *Beispiel der Bestimmung von nichtstrahlenden Rekombinationszeiten und des strahlenden Rekombinationskoeffizienten aus Daten der optischen Verstärkungsmessungen.*

3.4 Aufbau der Halbleiterstrukturen

3.4.1 MQW-, SQW- und LED-Strukturen

Sämtliche Strukturen, die in dieser Arbeit untersucht wurden, wurden mittels MOVPE auf Saphir- oder SiC-Substraten gewachsen. Die Substrate haben eine Dicke von mehreren hundert Mikrometern. Alle MQW- und SQW-Strukturen (**M**ultiple- / **S**ingle-**Q**uantum-**W**ell) und fast alle LED-Strukturen wurden am Institut für Angewandte Physik der TU Braunschweig in einem Aixtron-System AIX 200RF hergestellt. Auf das Saphirsubstrat wird zunächst eine GaInN-Nukleationsschicht gewachsen, der sich eine rund $1.8\text{ }\mu\text{m}$ -dicke GaN-Pufferschicht anschließt. Die Pufferschicht setzt sich bei den meisten Strukturen aus mehreren Wachstumsabschnitten zusammen, die unter variierenden Bedingungen während des Wachstumsprozesses erzeugt werden. Bei LED-Strukturen ist diese GaN-Pufferschicht mit Silizium dotiert. Sie entspricht dem n-Halbleiter des pn-Übergangs der LED. Der Pufferschicht schließt sich die aktive Zone an. Beim MQW und der LED besteht sie aus einer Abfolge mehrerer GaInN-Quantenfilme und GaN-Barrieren; beim SQW aus nur einem Quantenfilm mit Barrieren. Die GaN-Barrieren haben eine Dicke von rund 8 bis 10 nm. Die In-Gehalte, die Breiten und die Anzahl der GaInN-Quantenfilme sind für die untersuchten Proben im Anhang zusammengestellt. Die letzte GaN-Barriere wird Spacer genannt, weil sie die folgende AlGaIn-Schicht von den Quantenfilmen trennt. Diese AlGaIn-Schicht soll mit ihrer größeren Bandlücke die Elektronen in der aktiven Zone halten und wird deshalb Elektronenbarriere genannt. Die Gesamtstruktur schließt eine 100 bis 150 nm dicke GaN-Deckschicht ab. Bei LED-Strukturen sind die Deckschicht und die Elektronenbarriere mit Magnesium dotiert, was dem p-Halbleiter des pn-Übergangs entspricht.

Der Vorteil von MQW-Strukturen ist, dass sie in Photolumineszenzexperimenten ein höheres Intensitätssignal zeigen als SQWs. Werden die GaInN-Quantenfilme mit Laserlicht optisch angeregt, so liegt bei den MQW-Strukturen insgesamt eine größere Dicke der absorbierenden Schichten vor, die sich aus dem Produkt von Quantenfilmzahl und Quantenfilmbreite zusammensetzt. Es werden mehr Ladungsträger erzeugt, die wieder strahlend rekombinieren können. Der Nachteil der MQW-Strukturen gegenüber den SQWs ist, dass, unterstützt durch die Felder in den Heterostrukturen der Nitride, ein Ladungsträgeraustausch zwischen den einzelnen Quantenfilmen stattfinden kann. Besonders Elektronen können über die GaN-Barrieren in Quantenfilme mit niedrigeren Energiezuständen gelangen. Dieser Ladungsträgertransport ist temperaturabhängig und kann die messbaren Rekombinationszeiten und das Verhältnis von strahlender und nichtstrahlender Rekombination beeinflussen. Bei LED-Strukturen ist zu berücksichtigen, dass neben den piezoelektrischen Feldern in den Quantenfilmen auch noch das Feld in der Verarmungszone des pn-Übergangs die aktive Zone überlagert.

Schemata der Bandverläufe eines GaInN-SQW, eines MQW und einer LED-Struktur sind in Abbildung 3.13 gezeigt. Bei der LED ist das piezoelektrische Feld über den GaInN-Quantenfilmen und das Feld über den idealisierten pn-Übergang gegeneinander gerichtet. Sie können sich teilweise kompensieren. Beim Betrieb der LED fällt die angelegte Spannung über der Verarmungszone ab, in der sich auch die aktive Zone befindet. Der Bandverlauf geht dann näherungsweise in den der MQW-Struktur über.

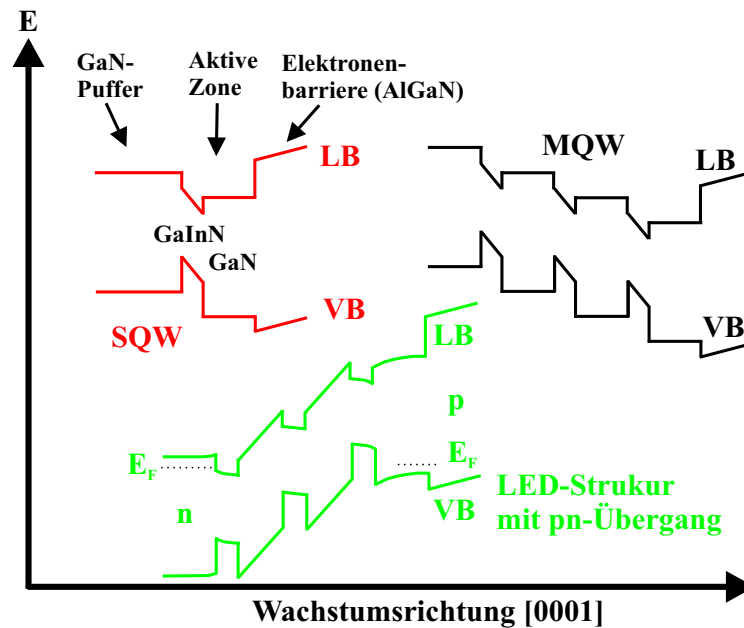


Abbildung 3.13: Schematische Bandverläufe über die aktiven Zonen eines SQW, eines MQW und einer LED ohne Betriebsspannung.

3.4.2 Laserstrukturen und Laserridges

Die in dieser Arbeit untersuchten Laserstrukturen sind auf SiC-Substraten gewachsen. SiC hat gegenüber dem Saphir-Substrat bei der Anwendung in einem Halbleiterlaser mehrere Vorteile. Aufgrund der gleichen Orientierungen von Substrat und epitaktisch gewachsenen Schichten können bei Laserstrukturen, die auf SiC gewachsen wurden, leicht Resonatorspiegel durch Spalten der Gesamtstrukturen gewonnen werden. Bei Saphir-Substraten ist dies schwieriger, da das relativ zur epitaktisch gewachsenen Schicht dicke Substrat eine andere Kristallorientierung aufweist als die epitaktisch aufgewachsenen Schichten. Des Weiteren hat SiC eine höhere thermische Leitfähigkeit als Saphir, was im Laserbetrieb zum Wärmeabtransport ausgenutzt werden kann. Ebenfalls von Vorteil ist, dass SiC als elektrisch leitfähiges Substrat vorhanden ist, während Saphir keine elektrische Leitfähigkeit aufweist. So kann bei Halbleiterlasern auf SiC-Substrat die Laserstruktur über das Substrat kontaktiert werden. Nachteile des SiC sind dagegen der wesentlich höhere Preis der Substrate und der stärker als beim Saphir von den epitaktischen Schichten abweichende thermische Ausdehnungskoeffizient, was nach dem Wachstum Rissbildungen in den aufgewachsenen Schichten zur Folge haben kann.

Die epitaktisch gewachsene Schichtabfolge der Laserdioden beginnt mit einer AlGaIn-Nukleation gefolgt von mehreren hundert Nanometer dicken AlGaIn-Schichten, die als untere Mantelschichten dienen. Darüber wird der untere Teil des GaN-Wellenleiters, die aktive Zone, der obere GaN-Wellenleiter, die obere AlGaIn-Mantelschicht und zum Schluss eine GaN-Deckschicht gewachsen (vgl. Abbildung 3.14). Die aktive Zone setzt sich wie auch bei den LED-Strukturen aus GaInN-Quantenfilmen, GaN-Barrieren und einer AlGaIn-Elektronenbarriere zusammen. Die GaN-Wellenleiterschichten und AlGaIn-Mantelschichten sollen über Brechzahlssprünge an ihren Grenzen die Lasermode im Wellenleiter und

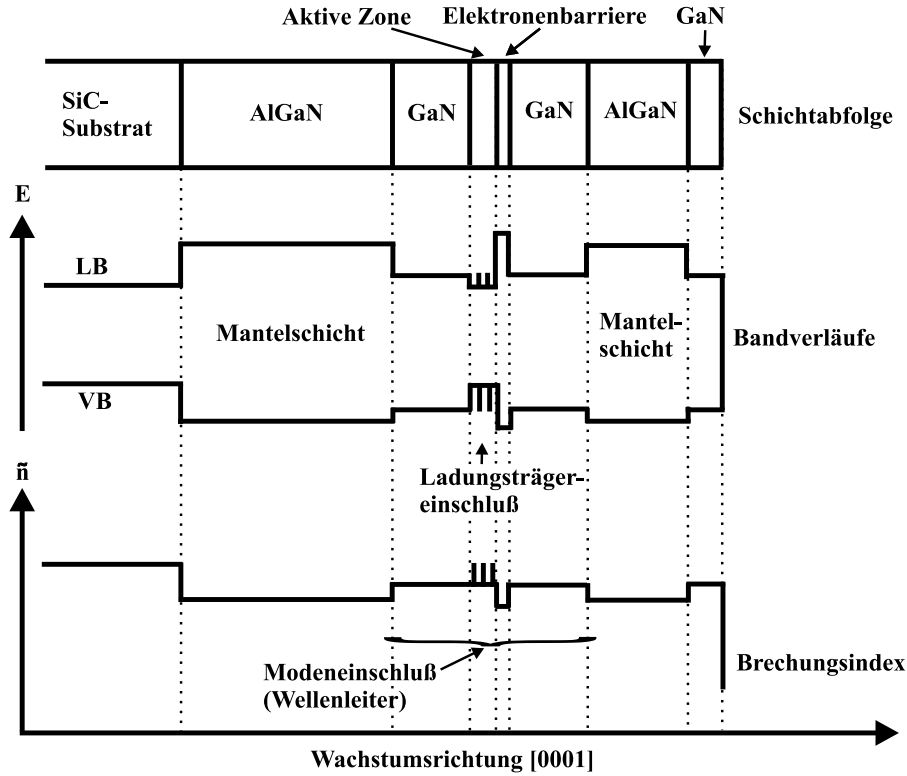


Abbildung 3.14: Schema der Schichtabfolge, des Bänderverlaufs und des Brechungsindexverlaufs bei einer Halbleiterlaserstruktur mit GaInN-Quantenfilmen auf SiC-Substrat.

die maximale Intensität der Mode in der aktiven Zone halten. Es liegt somit eine Trennung des Ladungsträgereinschlusses in den GaInN-Quantenfilmen und des optischen Einschlusses der Lasermode im Wellenleiter vor (Separate-Confinement-Heterostructures). Die Schichten unterhalb der aktiven Zone sind zur Kontaktierung Si-dotiert, während die Schichten oberhalb der aktiven Zone Mg-dotiert sind. In Abbildung 3.14 sind Schichtabfolge, Bandlückenverlauf und Brechungsindexverlauf zusammen dargestellt. Nähere Daten zu den Schichtdicken und Schichtzusammensetzungen der untersuchten Strukturen finden sich im Anhang. In [143] sind einige Berechnungen und Messungen vorgenommen worden, um die Schichtdicken und Al-Gehalte der Mantelschichten in GaInN/GaN-Laserstrukturen für einen optimalen Laserbetrieb zu bestimmen.

Der Anteil der Lasermode, der in den Quantenfilmen der aktiven Zone liegt, bestimmt den Confinement-Faktor oder optischen Füllfaktor Γ der Laserstruktur. Nur dieser Anteil der Lasermode kann durch induzierte strahlende Rekombination in den GaInN-Quantenfilmen verstärkt werden. Trägt nur ein Teil ξ der Quantenfilme zur optischen Verstärkung bei, wie es z. B. beim Quantenpunktlaser der Fall ist, so vermindert sich der Confinement-Faktor entsprechend.

$$\tilde{\Gamma} = \Gamma \xi \quad (3.27)$$

Das Produkt aus dem Confinement-Faktor und der Verstärkung des Halbleitermaterials

g_{Mat} bestimmt die für die Halbleiter-Laserstruktur relevante modale Verstärkung g_{Mode} .

$$g_{Mode} = \tilde{\Gamma} \cdot g_{Mat} \quad (3.28)$$

Der Laserbetrieb setzt ein, wenn die Materialverstärkung positiv wird und darüber hinaus sämtliche Verluste kompensiert. Dies wird durch hohe Dichten von Überschussladungsträgern n und der Ausbildung von Quasiferminiveaus erreicht. Die Verstärkung ist im 2D-System in etwa proportional zum Logarithmus der Ladungsträgerdichte [144].

$$g_{Mat} \sim \ln(n) \quad (3.29)$$

Als Verluste treten vorwiegend die internen Verluste α_i und die Spiegelverluste $\alpha_{Spiegel}$ auf. Die internen Verluste beinhalten Streuungen der Lasermode im Wellenleiter oder an Grenzflächen. Die Ladungsträgerdichte bei der der Laserbetrieb einsetzt, ist die Schwell- oder Transparenzdichte $n_{Schwell}$.

$$\tilde{\Gamma} g_{Mat}(n_{Schwell}) = \alpha_i + \alpha_{Spiegel} \quad (3.30)$$

Sie bestimmt die Schwellstromdichte $j_{Schwell}$ beim elektrischen Betrieb des Halbleiterlasers. Die Nettoverstärkung g_{netto} gibt die modale Verstärkung abzüglich der internen Verluste an.

$$g_{netto} = g_{Mode} - \alpha_i \quad (3.31)$$

Sie wird in der Strichlängenmethode über die ASE-Spektren bestimmt.

Für die optischen Untersuchungen der Laserstrukturen wurden in der Regel keine komplett prozessierten Halbleiterlaser benutzt, sondern die epitaktisch gewachsenen Schichten auf dem Substrat, wie sie vor den Strukturierungs-, Kontaktierungs- und Vereinzelungsschritten vorliegen. Nur bei den Alterungsuntersuchungen in Kapitel 4.2.2 wurden auch teilweise prozessierte Halbleiterlaser untersucht.

Um aus den Epitaxieschichten Halbleiterlaser herzustellen, muss zusätzlich zur vertikalen für eine laterale Wellenführung der Lasermoden gesorgt werden. Dies wird erreicht, indem von der GaN-Deckschicht bis ca. zur aktiven Zone Stege (Ridges) von einigen Mikrometer Breite und einer Länge von mehreren hundert Mikrometern aus den Strukturen freigeätzt werden. Unterhalb dieser Stege wird die Lasermode geführt. Des Weiteren müssen die p-leitende Deckschicht und das gedünnte, n-leitende SiC-Substrat mit Metallschichten elektrisch kontaktiert werden. Als letztes werden die Laserstrukturen vereinzelt und die Bruchkanten, die Laserfacetten, an den beiden Enden der Laserridges passiviert, um Spiegelverluste zu minimieren und um Degradationseffekten entgegenzuwirken.

Kapitel 4

Untersuchungen und Ergebnisse

4.1 Auswirkungen von V-Defekten in GaInN/GaN-Heterostrukturen

Die Verwendbarkeit von epitaktisch gewachsenen GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen als LEDs basiert auf der hohen internen Quantenausbeute, die trotz der hohen Dichte an Versetzungen im Kristallgitter erzielt wird. Versetzungen in Halbleiterkristallen sind im allgemeinen [145, 146, 147] und im speziellen Fall der Nitridhalbleiter [50, 51, 148, 149] Zentren für nichtstrahlende Rekombination. Hohe Versetzungsdichten müssten den Anteil der nichtstrahlenden Rekombinationsprozesse stark anheben und zu einer geringen Lichtausbeute führen, was bei den GaInN/GaN-Quantenfilmsystemen jedoch nur im schwachen Ausmaß zu beobachten ist [54]. Die GaInN/GaN-Quantenfilme besitzen die Eigenschaft, dass die nichtstrahlende Rekombination über die Defektzustände der Versetzungen ineffizient ist, so dass selbst bei Raumtemperatur der Anteil der strahlend rekombinierenden Ladungsträger noch groß ist, obwohl der nichtstrahlende Anteil mit höherer Temperatur zunimmt. Als Grund für die Ineffektivität der nichtstrahlenden Rekombination wurde in den letzten Jahren vorwiegend die Lokalisation von Überschussladungsträgern in Potentialminima von Leitungs- und Valenzband angesehen.

Die Lokalisation kann durch eine Phasenseparation oder eine Kompositionsfluktuation im GaInN-Quantenfilm [41, 47, 55, 56, 57, 58, 59] oder durch Schichtdickenfluktuationen des Quantenfilms, falls die In-Konzentrationsfluktuationen vernachlässigbar wären [64, 65], verursacht werden. Die Ladungsträger benötigen genügend thermische Energie, um den Potentialmulden entfliehen zu können. Erst wenn sie frei beweglich sind, können sie zu den nichtstrahlenden Rekombinationszentren gelangen (vgl. Abbildung 4.1).

Ein weiteres Modell für die Ineffektivität der nichtstrahlenden Rekombination, das anhand von SNOM- und TEM-Messungen an Heterostrukturen entwickelt und belegt wurde, die auch in dieser Arbeit untersucht wurden, basiert auf der Existenz von Potentialbarrieren um die Durchstoßversetzungen in GaInN/GaN-Heterostrukturen [3]. Während des epitaktischen Wachstums können sich hexagonale V-Defekte an der Wachstumsfront um die Versetzungen herum ausbilden [1, 2, 150]. Quantenfilme, die auf solchen Oberflächen gewachsen werden, variieren in ihrer Schichtdicke, je nachdem, ob sie lateral auf der (0001)-Facette oder auf den Facetten der V-Defekte wachsen. Schmalere Quantenfilme auf den Facetten der V-Defekte haben eine wesentlich höhere effektive Bandlücke und sorgen für

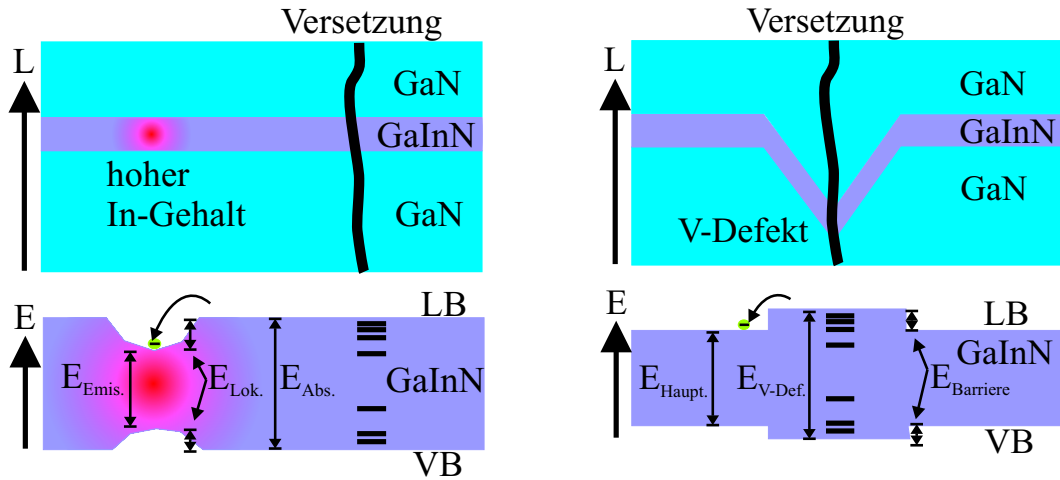


Abbildung 4.1: Schemata zum Modell der Lokalisation bedingt durch variierenden In-Gehalt im GaInN-Quantenfilm (links) und zum Modell der Separation von Ladungsträgern und nichtstrahlenden Rekombinationszentren durch V-Defekte (rechts); jeweils oben: Skizze der Quantenfilme; unten: Bänderschema der Quantenfilme.

eine Potentialstufe um die Versetzungen herum (vgl. Abbildung 4.1).

In den folgenden Unterkapiteln werden Photolumineszenzuntersuchungen an GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen vorgestellt, die ausgeprägte V-Defekte besitzen. Dabei wird auf den Ursprung der Photolumineszenzsignale, die spektralen Lagen, die Intensitäten und die Linienbreiten der Emissionen und die Auswirkungen der V-Defekt-Quantenfilme auf die interne Quantenausbeute eingegangen. Des Weiteren wird die Rekombinationsdynamik von optisch erzeugten Überschussladungsträgern in den Heterostrukturen analysiert und es wird untersucht, ob auch in kommerziell erhältlichen LEDs die Photolumineszenz auf die Effizienzerhöhung durch V-Defekte hinweist.

4.1.1 Das Auftreten mehrerer Emissionslinien und ihr Ursprung

Über das Auftreten mehrerer Emissionslinien in epitaktisch gewachsenen GaInN/GaN-Heterostrukturen wurde bereits mehrfach berichtet: Optische Übergänge zwischen benachbarten Quantenfilmen können bedingt durch die piezoelektrischen Felder Emissionen unterschiedlicher Energien aufweisen [151]. Segregation von Indium in GaInN-Quantenfilmen kann zum Entstehen von Indium-reichen Quantenpunkten führen, die zusätzlich zum Quantenfilm emittieren [47]. Und auch im Zusammenhang mit V-Defekten wurden Mehrfachemissionen aus GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen beobachtet [2, 152]. Des Weiteren muss beachtet werden, dass bei Mehrfachquantenfilmen unterschiedliche Emissionen aufgrund unterschiedlicher Quantenfilmbreiten auftreten können. Defekte und Dotierungen können zu optischen Übergängen wie der Gelben oder Blauen Lumineszenz führen [153, 154, 155]. Und es muss auch der Einfluss von Phononenrepliken und Fabry-Perot-Interferenzen berücksichtigt werden, obwohl bei den breiten Photolumineszenzbanden der feldüberlagerten Quantenfilme und den hier gegebenen Schichtdicken letzteres kaum in deutlich getrennten Linien resultiert.

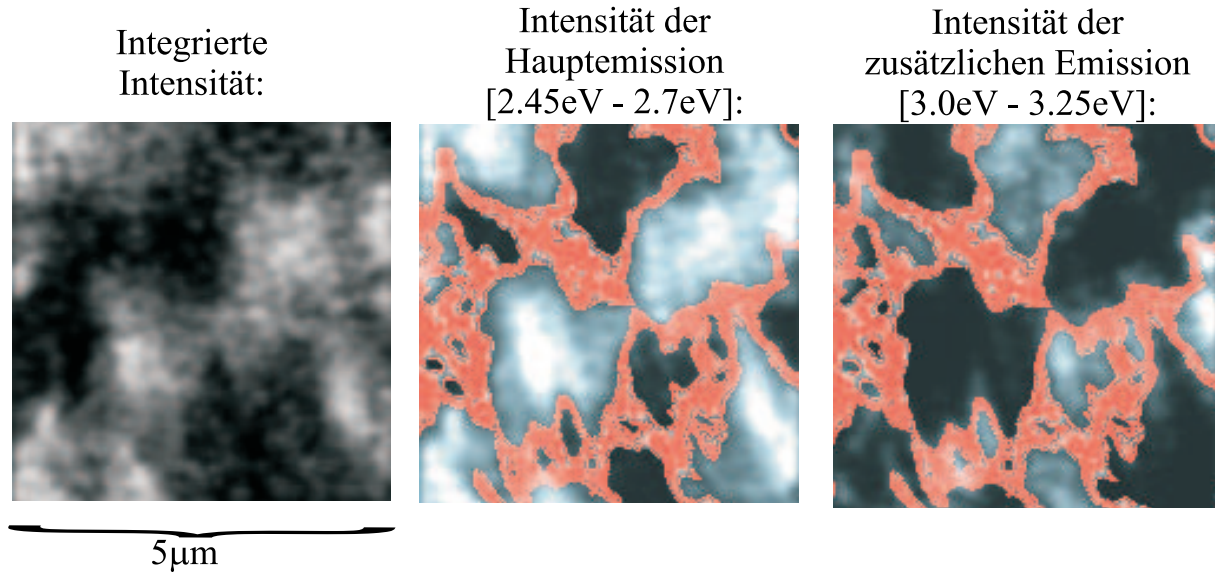


Abbildung 4.2: SNOM-Messung an BS269 bei Raumtemperatur; aufgenommen von F. Hitzel und ausgewertet analog zu [156]: Die Hauptemission und die zusätzliche Emission stammen aus komplementären Gebieten. Helle Gebiete bedeuten hohe Intensität. Die Grenzen der unterschiedlichen Gebiete sind rot hervorgehoben. Die Gebiete der Hauptemission sind deckungsgleich mit den Flächen, die das meiste Licht emittieren.

In den in dieser Arbeit untersuchten GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen wurden in zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen entweder eine oder zwei Emissionsbanden beobachtet. Optische Nahfeldmikroskopmessungen (SNOM) zeigten im Fall der Strukturen mit zwei Emissionen, dass die Hauptemission aus lateral ausgedehnten Gebieten der Quantenfilme senkrecht zur c-Achse stammt, und dass die zweite Emission, die energetisch bis zu einigen hundert meV höher liegt, aus punktförmigen, komplementären Gebieten kommt [5]. Als Beispiel sind in Abbildung 4.2 2-D-Bilder einer SNOM-Messung an einem GaInN/GaN-DQW (**D**ouble **Q**uantum **W**ell) dargestellt, die die komplementären Ursprungsgebiete der beiden Emissionen zeigen. Der größte Teil des detektierten Lichtes kommt aus den Gebieten, die zur Hauptemission beitragen. Die zusätzliche Emission hat ihren Ursprung in Gebieten, die im Bild der integrierten Intensität eher dunkel erscheinen. In den mikroskopischen SNOM-Messungen mit Ortsauflösung bis unter einhundert nm tritt die zusätzliche, hochenergetische Emission in Form von schmalen Emissionslinien mit in einem beschränkten Spektralbereich variierenden Wellenlängen auf. In den makroskopischen TRPL-Messungen wird dagegen über den ausgedehnten Anregungsbereich des Laserpunktes auf der Probe über die hochenergetischen Emissionslinien gemittelt. Dies führt zu einer breiten Emissionsbande wie sie in Abbildung 4.4 bei der Probe BS269 zu sehen ist.

Zusammen mit TEM-Untersuchungen, in denen die Quantenfilme auf den Facetten der V-Defekte sichtbar sind, konnten die SNOM-Messungen belegen, dass der Ursprung der hochenergetischeren Emissionen die schmalen V-Defekt-Quantenfilme sind, während die Hauptemission aus den Quantenfilmen der (0001)-Ebene stammt [3]. Diese Zuordnung wird durch die TRPL-Messungen an GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen, die unter-

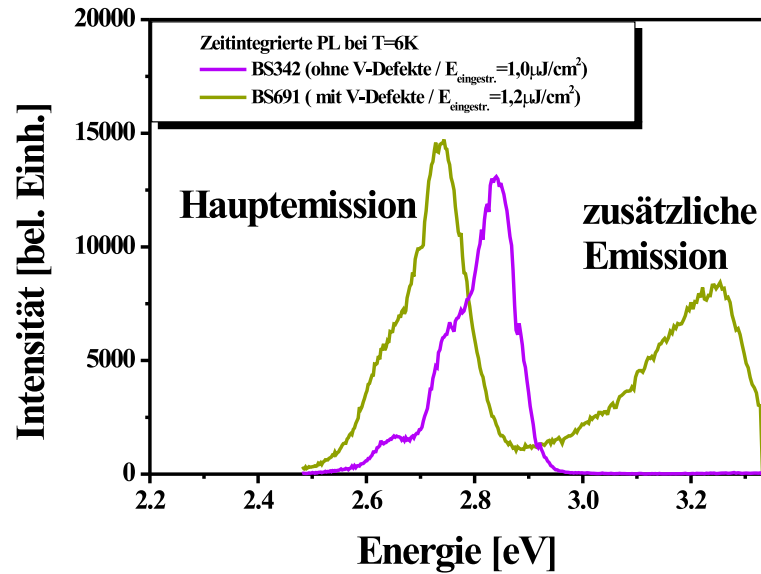


Abbildung 4.3: Zeitintegrierte Photolumineszenzspektren zweier Einfachquantenfilme, die auf GaN-Schichten mit (BS691) und ohne (BS342) V-Defekte gewachsen wurden.

schiedliche Tiefen der V-Defekte aufweisen und mit unterschiedlichen Quantenfilmdicken gewachsen wurden, im folgenden bestätigt. Zunächst soll jedoch aufgezeigt werden, unter welchen Umständen eine oder zwei Emissionen beobachtbar sind.

Das Auftreten und die Intensität einer zusätzlichen Emissionsbande aus den Quantenfilmen der V-Defekte muss von der Ausprägung, d. h. der Größe bzw. der Tiefe, der V-Defekte selbst abhängen. Je größer der relative Flächenanteil der V-Defekte an der Gesamtoberfläche der Halbleiterstruktur zum Zeitpunkt des GaInN-Quantenfilmwachstums ist, desto größer ist in Photolumineszenzexperimenten die Intensität der Emission aus den Quantenfilmen der V-Defekt-Facetten. Die Bildung von V-Defekten wurde bisher vorwiegend in Zusammenhang mit dem Wachstum von GaInN-Schichten auf GaN gebracht [1, 2]. Es ist jedoch auch möglich V-Defekte im GaN, AlGaIn oder AlInGaIn zu erzeugen [150, 157, 158]. Es ist anzunehmen, dass in allen Fällen ähnliche Wachstumsbedingungen für das Auftreten von V-Defekten sorgen. Umso länger diese Wachstumsbedingungen vorliegen, desto größer wird der relative Flächenanteil der V-Defekte zur Gesamtoberfläche; entsprechend steigt in Photolumineszenzexperimenten die zu detektierende Intensität aus Quantenfilmen, die auf den Facetten der V-Defekte gewachsen werden. Die Anzahl der V-Defekte pro Flächeneinheit ist dabei durch die Dichte der Durchstoßversetzungen gegeben, um die herum sich die V-Defekte ausbilden. In den untersuchten Strukturen ist sie nahezu gleich.

In Abbildung 4.3 sind zeitintegrierte Photolumineszenzspektren eines GaInN-SQW, der auf einer V-Defekt-freien GaN-Pufferschicht gewachsen wurde (BS342) und zum Vergleich das Spektrum eines SQW mit V-Defekten dargestellt (BS691). Im ersten Fall ist nur eine Emissionsbande bei 2.85 eV mit Phononenrepliken vorhanden. Da im zweiten Fall eine zusätzliche Emission auftritt, obwohl nur ein Quantenfilm vorhanden ist, kann ausgeschlossen werden, dass unterschiedlich breite GaInN-Quantenfilme oder unterschiedliche

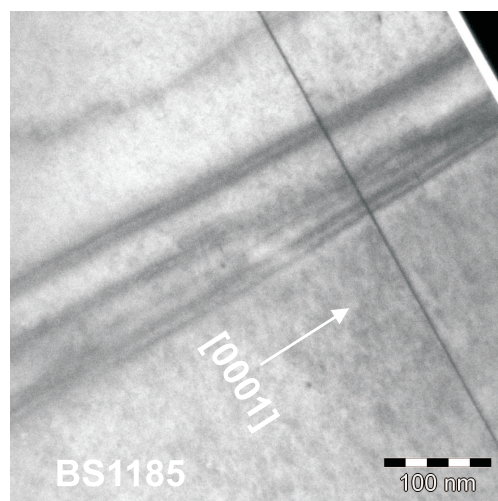
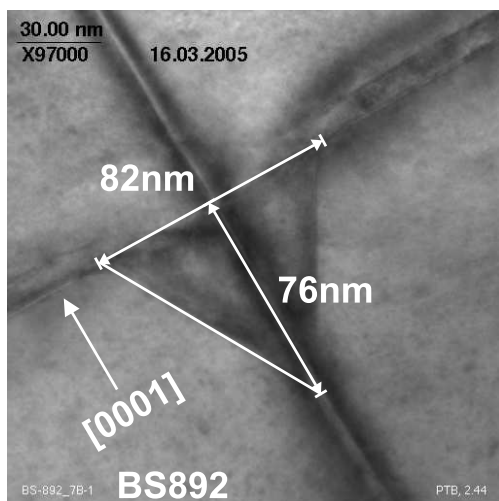
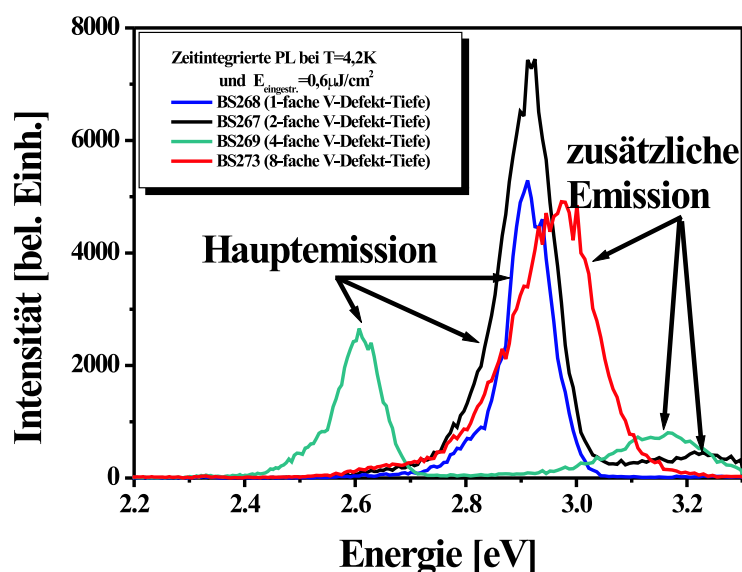


Abbildung 4.4: Zeitintegrierte Photolumineszenzspektren vierer DQWs, die auf GaN-Schichten mit unterschiedlicher V-Defekt-Ausprägung gewachsen wurden (oben) und das TEM-Bild eines V-Defektes von BS892 (DQW) mit nominell gleicher V-Defekt-Tiefe wie bei BS267 (unten, links). Die Durchstossversetzungen verlaufen parallel zur $[0001]$ -Richtung. GaInN-Schichten heben sich dunkel von den GaN-Schichten ab. Zum Vergleich ist das TEM-Bild einer SQW-Struktur ohne V-Defekt-Ausprägung (BS1185) beigelegt (unten, rechts). Die TEM-Messungen wurden von H. Bremers und L. Hoffmann durchgeführt.

In-Konzentrationen in selbigen oder optische Übergänge zwischen benachbarten Quantenfilmen für die zusätzliche Emission verantwortlich sind.

In Abbildung 4.4 sind die zeitintegrierten Spektren von vier GaInN-Zweifachquantenfilmen gezeigt, die auf GaN mit unterschiedlich stark ausgeprägten V-Defekten, aber mit ansonsten identischen Aufbau gewachsen wurden. Ausgehend von BS268 mit einfacher V-Defekt-Ausprägung liegt über BS267 und BS269 bis BS273 jeweils eine verdoppelte V-Defekt-Tiefe, abgeschätzt aus den Wachstumsparametern, vor. Damit steigt in gleicher Reihenfolge der Flächenanteil an, den die Quantenfilme auf den V-Defekt-Facetten ein-

nehmen. Bei den Proben BS267 und BS269 treten zwei Emissionen auf; BS268 und BS273 zeigen jedoch nur eine Emissionslinie.

Der Grund für die unterschiedliche Anzahl beobachtbarer Emissionslinien liegt im wesentlichen in den räumlichen Ausmaßen der V-Defekte bei den vier Strukturen und der damit verbundenen Ausdehnung der Quantenfilme auf den V-Defekt-Facetten. Für mehrere Proben mit 2-facher V-Defekt-Tiefe (wie BS267) sind TEM-Messungen durchgeführt worden. Das TEM-Bild der Umgebung eines V-Defektes eines dieser Zweifachquantenfilme (BS892) ist exemplarisch in Abbildung 4.4 dargestellt. Bei der Aufnahme des TEM-Bildes wurde darauf geachtet, die Kristallorientierung so auszurichten, dass die Kristallstruktur mit dem Elektronenstrahl in $[11\bar{2}0]$ -Richtung durchstrahlt wird, um einen möglichst guten Kontrast für die GaInN-Quantenfilme des V-Defektes zu erhalten. Die V-Defekte von BS267 haben analog zu BS892 eine Tiefe von ca. 76 nm. Der minimale Durchmesser der hexagonalen V-Defekte an der Probenoberfläche zum Zeitpunkt des Quantenfilmwachstums beträgt etwa 82 nm. Der mittlere Radius beträgt unter Berücksichtigung der Hexagonalität 44 nm. Im Weiteren wird angenommen, dass sowohl die Höhe als auch die Radien der V-Defekte linear mit der aus den Wachstumsparametern abgeschätzten Tiefe der V-Defekte skalieren. Damit würden die V-Defekt-Tiefen der vier DQW-Strukturen wie folgt lauten: BS268: 38 nm, BS267: 76 nm, BS269: 152 nm, BS273: 304 nm. Diese Annahme ist nur bedingt korrekt, da durch das Vorhandensein der V-Defekte der Einbau der Ausgangsstoffe in den Halbleiterkristall auch auf den (0001)-Facetten beeinträchtigt wird (siehe auch Kapitel 4.1.2). Es ist wahrscheinlich, dass ein Materialtransport während des Wachstums aus den V-Defekten heraus stattfindet, der das Angebot der Ausgangsmaterialien an der Wachstumsfront erhöht und so die Ausprägung der V-Defekte insbesondere dann beschleunigt, wenn sie schon einen Großteil der Kristalloberfläche bilden.

Bei der Struktur BS268 mit einfacher V-Defekt-Tiefe ist nur eine Emissionslinie vorhanden. Die Ausdehnung der Quantenfilme entlang der V-Defekt-Facetten sollte ca. 40 nm betragen, wobei an einem Ende die nichtstrahlenden Rekombinationszentren der Versetzungen und am anderen Ende die Quantenfilme der c-Fläche (0001) mit niedrigeren effektiven Bandlücken liegen. Der strahlenden Rekombination von Überschussladungsträgern in den V-Defekt-Quantenfilmen stehen damit zwei nichtstrahlende Verlustprozesse gegenüber. Offensichtlich ist die Ausdehnung der Quantenfilme auf den V-Defekt-Facetten in diesem Fall noch nicht ausreichend, dass Ladungsträger für Zeiträume, die den strahlenden Zerfallsdauern entsprechen, in den Quantenfilmen verweilen. Eine Emission aus den Quantenfilmen der V-Defekte ist in Abbildung 4.4 nicht beobachtbar.

Bei der Struktur BS267 mit doppelter V-Defekt-Tiefe beträgt die Ausdehnung der V-Defekt-Quantenfilme von der Versetzung bis zu den c-Flächen-Quantenfilmen rund 80 nm. Ein geringer Teil der in diesen Quantenfilmen durch die Laseranregung optisch erzeugten Ladungsträger kann strahlend rekombinieren. Relativ zu der Hauptemission ist die Intensität der zusätzlichen, hochenergetischen Emission aber noch gering. Zum einen, weil der Flächenanteil der V-Defekte an der Gesamtoberfläche gering ist, zum anderen, weil aufgrund der genannten Konkurrenzprozesse ein Teil der Ladungsträger, die sich im Bereich der Diffusionslänge um die Versetzungen oder dem Rand der V-Defekte befinden, für die hochenergetische Emission verloren gehen.

Bei BS269 mit vierfacher V-Defekt-Tiefe wird sowohl der relative Flächenanteil der V-Defekte als auch die Ausdehnung der V-Defekt-Quantenfilme wesentlich größer. Die Intensität der hochenergetischen Linie steigt im Verhältnis zur Hauptemission. Zusätzlich ist

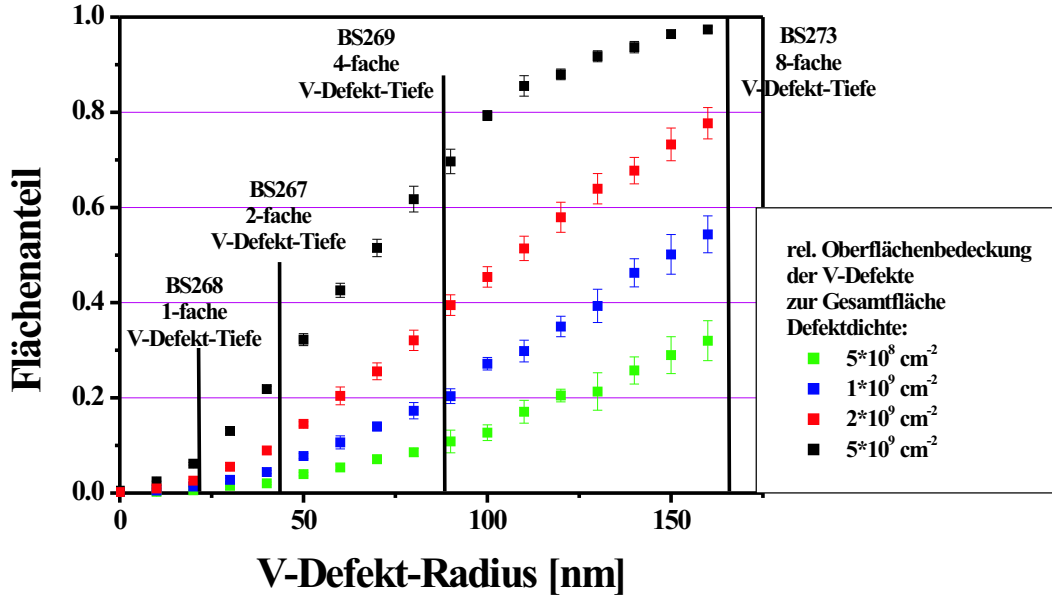


Abbildung 4.5: Relative Bedeckung der Probenoberfläche mit V-Defekten in Abhängigkeit vom mittleren V-Defekt-Radius und für verschiedene Defektdichten.

eine Rotverschiebung beider Emissionslinien gegenüber BS267 und BS268 zu beobachten. Im Fall von BS273 mit achtfacher V-Defekt-Tiefe hat sich die Rotverschiebung für die hochenergetischere Photolumineszenzemission fortgesetzt; die niederenergetische Linie ist im Spektralbereich bis 2.2 eV nicht mehr auszumachen. Weitere Untersuchungen mittels CW-Photolumineszenz bei tiefen Temperaturen zeigten neben der 2.98 eV-Linie bei dieser Probe eine intensitätsschwache Lumineszenzbande um 2.0 eV. Trotzdem entstammt bei dieser Probe fast die komplette detektierbare Intensität den V-Defekt-Quantenfilmen.

An dieser Stelle soll kurz darauf eingegangen werden, ob die beiden Lumineszenzlinien auch durch Lokalisationseffekte erklärt werden könnten. Wäre der Ursprung der beiden zu beobachtenden Emissionen zum einen die Quantenfilme auf den c-Flächen und zum anderen niederenergetische Emissionen aus tiefen Lokalisationsstellen, dürfte durch die zunehmende Ausprägung der V-Defekte keine Zunahme der hochenergetischeren Emission relativ zur Hauptemission stattfinden. Beide Emissionslinien müssten an Intensität verlieren. Die Abhängigkeit der Emissionsintensitäten von der V-Defekt-Tiefe spricht also in diesem Fall gegen das Modell der Ladungsträgerlokalisierung als Ursache für das Auftreten der beiden Emissionen.

In Abbildung 4.5 sind, aus einer Simulation ermittelt, die relativen Flächenanteile der V-Defekte an der Gesamtoberfläche der Struktur über dem V-Defekt-Radius zum Zeitpunkt des Quantenfilmwachstums für vier verschiedene Defektdichten dargestellt. Die gemessenen bzw. angenommenen Radien der V-Defekte für die vier Proben aus Abbildung 4.4 sind eingezeichnet. Bei einer Defektdichte von knapp $10^9 \frac{1}{\text{cm}^2}$ wie sie aus AFM-Messungen (**A**tomic-**F**orce-**M**icroscope) an Proben mit vergleichbarem Unterbau ermittelt wurden (siehe Abbildung 4.6), werden die Intensitätsverhältnisse der Lumineszenz-

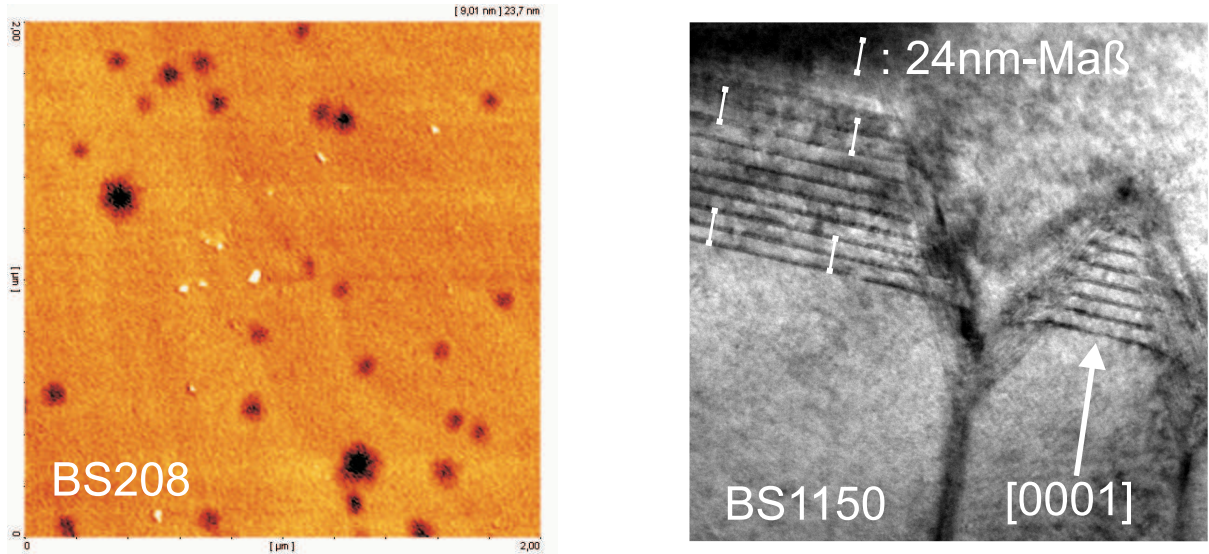


Abbildung 4.6: $2 \times 2 \mu\text{m}$ -Ausschnitt eines AFM-Bildes von BS208 (links). Die ermittelte Defektdichte (dunkle Punkte) liegt hier bei $7.8 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{cm}^2}$. TEM-Bild der 10-fach-Quantenfilm-Struktur BS1150 mit V-Defekten (rechts), aufgenommen von H. Bremers und L. Hoffmann. Die GaInN-Quantenfilme treten schwarz hervor. An den vier identischen Markierungen ist die Zunahme der Quantenfilmdicke in $[0001]$ -Richtung zu erkennen.

linien erklärbar. Der relative Flächenanteil der V-Defekte wächst mit zunehmender V-Defekt-Tiefe von unter 2 % bei BS268 über ca. 6 % und 20 % bei BS267 und BS269 auf über 50 % bei BS273 an. Wird von einer während des Wachstumsprozesses beschleunigten Ausprägung der V-Defekte ausgegangen, ist es wahrscheinlich, dass der V-Defekt-Radius und damit der Flächenanteil der V-Defekte bei BS269 und BS273 größer ist als in Abbildung 4.5 angegeben. Die Intensitätsverhältnisse zwischen Hauptemission und hochenergetischer Emission bei diesen beiden Strukturen weisen deshalb eine größere Gewichtung zu den hochenergetischen Emissionen auf als nach Abbildung 4.5 zu erwarten wäre. Es gibt mehrere Hinweise darauf, dass die V-Defekt-Ausprägung während des Wachstums ein sich selbst beschleunigender Prozess ist. So deutet bei BS269 die Rotverschiebung der Hauptemission gegenüber BS267 trotz gleicher Wachstumsbedingungen auf eine mögliche Verbreiterung der Quantenfilme durch gesteigertes Wachstum in $[0001]$ -Richtung unter V-Defekt-Präsenz. Der Quantum-Confined-Stark-Effect würde beim breiteren, feldüberlagerten Quantenfilm die Rotverschiebung hervorrufen. In [159] wurde zudem bei einer GaInN/GaN-MQW-Struktur eine Zunahme der Quantenfilmdicke während des Wachstums parallel zur Ausprägung von V-Defekten beobachtet. An der GaInN/GaN-MQW-Struktur BS1150 konnte dieses Verhalten bestätigt werden. In Abbildung 4.6 ist ein TEM-Bild dieser 10-fach-Quantenfilmstruktur zu sehen. Auch hier nimmt die Quantenfilmdicke auf der c-Fläche einhergehend mit der V-Defekt-Ausprägung zu. Verdeutlicht wird dies durch die Zunahme des Abstandes jeweils dreier Quantenfilme zwischen Beginn und Ende des MQW-Wachstums. Die nominellen Wachstumsbedingungen waren identisch für alle Quantenfilme und Barrieren. Die zunehmende Ausprägung des V-Defektes lässt sich er-

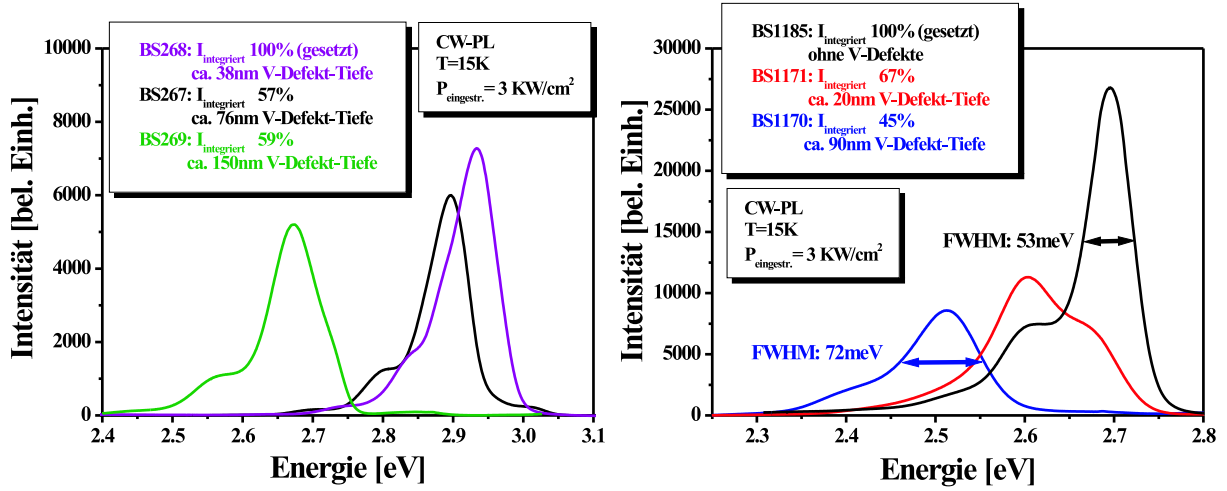


Abbildung 4.7: CW-Photolumineszenzspektren unter jeweils gleichen Anregungsbedingungen für BS267, BS268 und BS269 und für BS1170, BS1171 und BS1185. Die integrierte Fläche der Emissionen ist in %-Angabe relativ zueinander in der Legende vermerkt; ebenso die V-Defekt-Tiefen und damit ein Maß des Flächenanteils der V-Defekte.

kennen, wenn dem Verlauf des ersten und des letzten Quantenfilms gefolgt wird.¹

Wegen der V-Defekte trägt ein Teil der GaInN-Quantenfilme in der Struktur bei Photolumineszenzmessungen nicht mehr zur Hauptemission bei. Mit zunehmender Ausprägung der V-Defekte sollte die Intensität der Hauptemission deshalb abnehmen, wenn gleiche Anregungsbedingungen vorliegen und nichtstrahlende Verlustprozesse vernachlässigbar sind. Um dies zu verifizieren, wurden Photolumineszenzspektren unter identischen Anregungs- und Detektionsbedingungen bei $T = 15\text{ K}$ mittels des für diese Untersuchung geeigneteren CW-Photolumineszenzaufbaus aufgenommen. In Abbildung 4.7 sind die Photolumineszenzspektren unter CW-Anregung von BS267, BS268 und BS269 und dreier weiterer GaInN/GaN-SQW-Strukturen (BS1170, BS1171 und BS1185) mit ebenfalls unterschiedlicher V-Defekt-Ausprägung dargestellt. Die Flächenwerte der integrierten Photolumineszenzintensität der Hauptemission für diese Strukturen sind mit angegeben. Die beiden Probenreihen sind bezüglich der Intensität untereinander nicht vergleichbar, da die DQW-Strukturen BS267, BS268 und BS269 gegenüber den SQW-Strukturen mehr Licht des Anregungslasers absorbieren. Ebenfalls eine größere Absorption weist die Probe BS269 auf, bei der gegenüber BS267 von breiteren Quantenfilmen ausgegangen werden kann. Bei diesen beiden Strukturen ist deshalb die integrierte Photolumineszenzintensität fast gleich. Die Serie der SQW-Strukturen weist wieder eine ähnliche Rotverschiebung der Emissionsenergie bei stärkerer Ausprägung der V-Defekte auf, wie es schon bei der DQW-Serie beobachtet wurde. Generell lässt sich bei beiden Probenreihen beobachten, dass die Photolumineszenzintensität der Hauptemission zunimmt, wenn die V-Defekte weniger ausgeprägt sind und damit mehr Fläche zur Lumineszenz der Hauptemission

¹In Abbildung 4.17 in Abschnitt 4.1.2 sind die von der Struktur BS1150 aus TEM-Bildern ermittelten Quantenfilmbreiten direkt dargestellt, was die Zunahme der Quantenfilmbreite bei wachsender Größe der V-Defekte noch besser erkennen lässt.

beitragen kann. Dies gilt jedoch nur bei tiefsten Temperaturen, solange nichtstrahlende Prozesse vernachlässigbar sind.

Mit einer Untersuchung einer Reihe von GaInN/GaN-DQW-Strukturen, die mit unterschiedlicher Quantentopfbreite gewachsen wurden, kann gezeigt werden, dass die hochenergetischere, zusätzliche Emission nicht mit Störstellenemissionen, insbesondere der sog. „Blauen Lumineszenz“ aus dem GaN identisch ist. Gemäß [153, 154, 155] liegt die Blaue Lumineszenz zwischen 2.75 eV und 3.25 eV. Eigene Messungen der Blauen Lumineszenz bei einer aktivierten p-GaN-Probe sind zusammen mit einem Emissionsspektrum von undotiertem GaN in Abbildung 4.8 (oben) gezeigt.² Die Emissionen aus dem undotierten GaN sind zu schmalbandig, um mit V-Defekt-Emissionen verwechselt zu werden. Es handelt sich hier um gebundene Exzitonenzustände um 3.45 eV oder um Donator-Akzeptor-Übergänge unterhalb von 3.27 eV [161, 162]. Die Emissionen aus dem p-dotierten GaN, die bei 3.22 eV, 2.85 eV und 2.65 eV liegen, weisen aber genau wie die V-Defekt-Emission große Linienbreiten auf. Die Emission bei 3.22 eV liegt sogar im spektralen Bereich, in dem die V-Defekt-Emissionen beobachtet werden.

Unterscheidbar von der Störstellenemission sind die V-Defekt-Emissionen durch die Koppelung ihrer Emissionswellenlänge an die Emissionswellenlänge der Hauptemission. Der In-Gehalt und die Quantenfilmbreite sollten identisch in den Quantenfilmen der V-Defekte und der (0001)-Facetten variieren, da diese unter identischen Wachstumsbedingungen, nur auf unterschiedlichen Kristallfacetten, gewachsen werden. Die Wellenlänge der Störstellenlumineszenz sollte jedoch nicht variieren. Bei der untersuchten DQW-Reihe mit unterschiedlicher Quantenfilmbreite BS391 (2.9 nm), BS392 (1 nm), BS393 (1.9 nm), BS394 (3.8 nm) und BS395 (4.8 nm) sinkt die Energie beider Emissionslinien mit zunehmender Wachstumsdauer der Quantentöpfe (vgl. Abbildung 4.8 unten links). Für eine bessere Übersicht sind nur drei Spektren dargestellt. Die Probe mit den breitesten Quantenfilmen BS395 setzt den Trend der Rotverschiebung der Emissionsenergien beider Linien fort. Die Struktur mit den schmalsten Quantenfilmen BS392 zeigt nur die Hauptemission bei 3.21 eV. Eine zusätzliche, hochenergetische Emission unterhalb der GaN-Bandkante wäre bei dieser Struktur nicht mehr auflösbar. Die Rotverschiebung beider Linien ist auf die Zunahme der Breite der feldüberlagerten Quantenfilme auf den c-Flächen und auf den V-Defekt-Facetten zurückzuführen. Die hochenergetische Emission stammt folglich nicht aus den GaN-Schichten.

Ein identisches Verhalten wurde auch bei Proben beobachtet, die nur im In-Gehalt variieren. Auch hier trat bei höherem In-Gehalt, bedingt durch eine niedrigere Wachstumstemperatur, für beide Emissionen eine Rotverschiebung auf (vgl. Abbildung 4.8 unten rechts).

Einen weiteren Beleg dafür, dass die hochenergetische Emission nicht aus den GaN-Schichten, sondern aus den GaInN-Quantenfilmen stammt, liefern Vergleiche von Photolumineszenzmessungen mit resonanter oder nicht resonanter optischer Anregung der GaInN-Schichten. Im resonanten Fall liegt die Anregungsenergie unterhalb der GaN-Bandlücke. So absorbieren nur die GaInN-Quantenfilme das Anregungslicht. Im nichtresonanten Fall ist die Anregungsenergie größer als die GaN-Bandlücke, so dass auch die GaN-Schichten absorbieren. In Abbildung 4.9 sind zwei zeitintegrierte Photolumineszenzspektren von der

²Die Mg-Dotieratome des GaN-Halbleiters werden in einem Tempersschritt von gebundenem Wasserstoff befreit, was zur Aktivierung der p-Leitung führt [160].

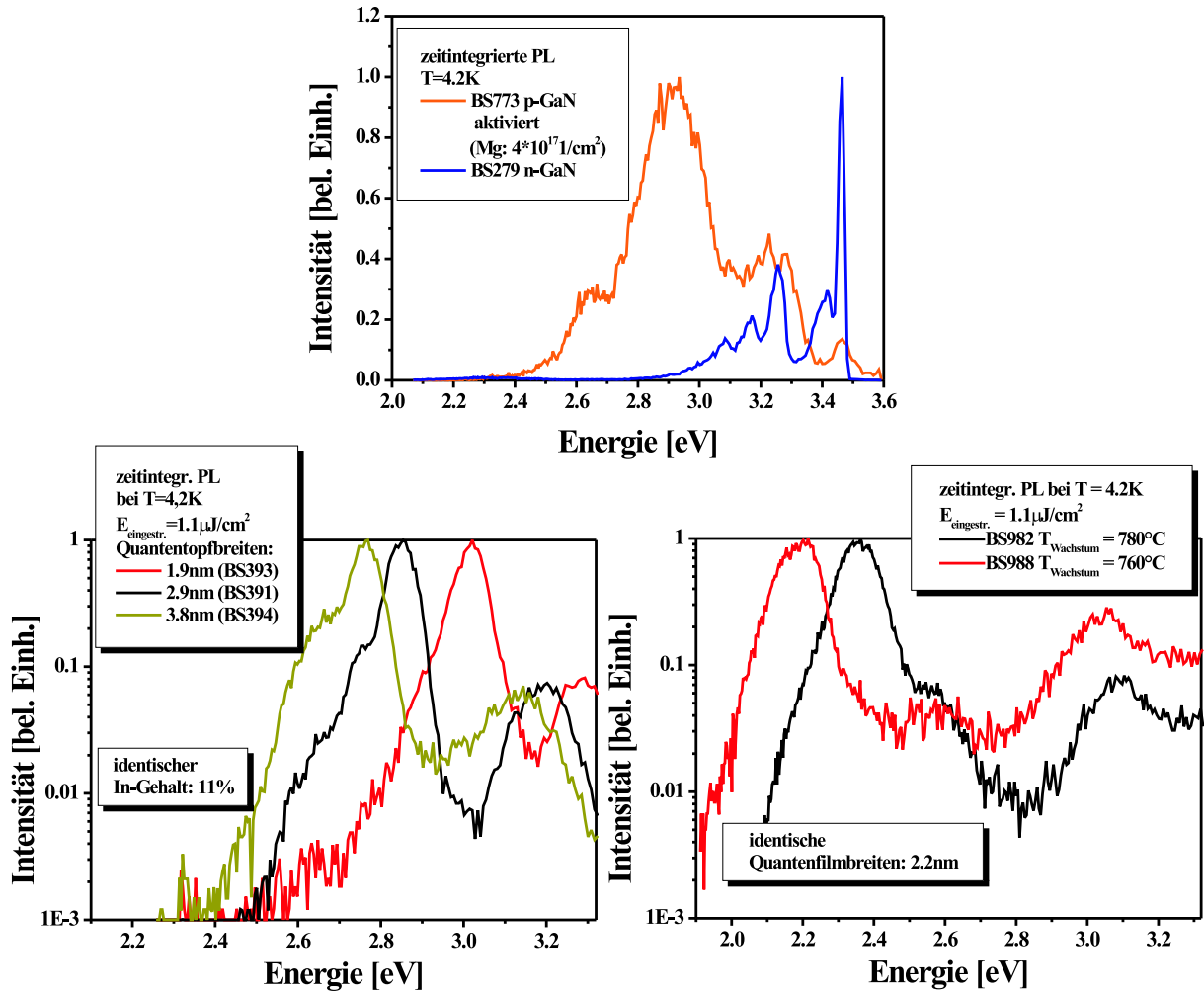


Abbildung 4.8: Emissionsspektren von undotiertem GaN und Mg-dotierten GaN-Schichten (oben). Emissionsspektren einer Zweifachquantenfilmserie mit unterschiedlicher Wachstumszeit der Quantentöpfe (unten links) und von Einfachquantenfilmen mit unterschiedlichem In-Gehalt (unten rechts).

Struktur BS269, resonant und nichtresonant angeregt, und gemessen bei $T=4.2\text{K}$ und unter ansonsten identischen Anregungs- und Detektionsbedingungen, gegenübergestellt. Bei der nichtresonanten Anregung steigt die Intensität der Hauptemission stark an. Dies resultiert aus der größeren Absorption des Laserlichtes, das zwar nur wenige Ladungsträger direkt in den Quantenfilmen generiert, das in der Nähe der aktiven Zone aber zwei- bis dreimal mehr Elektron-Loch-Paaren erzeugt als im resonanten Anregungsfall. Diese sammeln sich teilweise in den energetisch günstigeren GaInN-Quantenfilmen, bevor sie strahlend rekombinieren und sorgen auf diese Weise für die höhere Intensität verglichen mit dem resonanten Anregungsfall. Die hochenergetische Emission nimmt aber bei der nichtresonanten Anregung mit Absorption in den GaN-Schichten nicht zu. Dies wäre zu erwarten, wenn die hochenergetische Emission auf Störstellenübergängen im GaN basierte.

Dass die GaInN-Quantenfilme auf (1-101)-GaN-Facetten gegenüber unter identischen

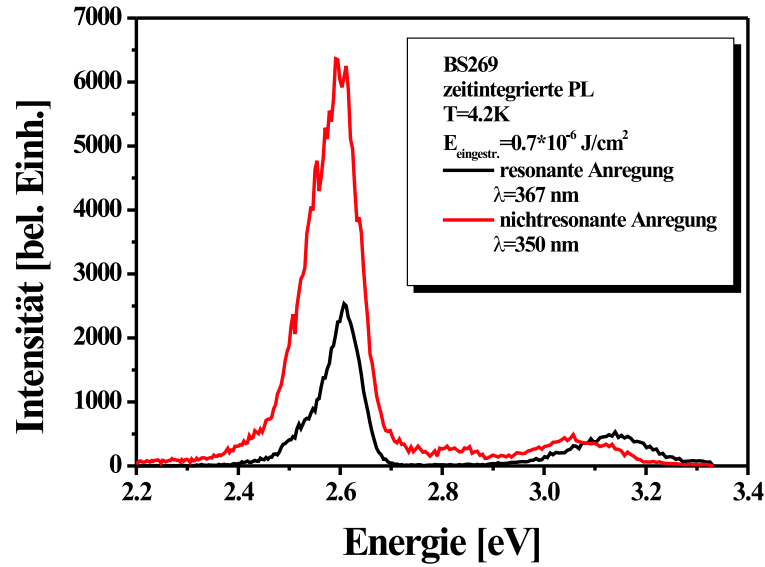


Abbildung 4.9: Vergleich der zeitintegrierten Photolumineszenz bei resonanter und nichtresonanter Anregung der Probe BS269.

Wachstumsbedingungen gewachsenen Quantenfilmen auf (0001)-Facetten größere Quantenfilmbreiten aufweisen, und dass die Emissionsenergie von Quantenfilmen auf (1-101)-Facetten bis zu einigen hundert meV höher sind als die Emissionsenergien auf (0001)-Facetten, wurde ebenfalls von Neubert et al. [4] an ausgedehnten Kristallfacetten auf selektiv gewachsenen GaN-Streifen mit trapezförmigen Querschnitten gezeigt. Auch in dieser Referenz wird eine Diffusion von Gallium und Indium während des Wachstumsprozesses vermutet, die zu den unterschiedlichen Wachstumsraten und In-Gehalten auf den verschiedenen Facetten beiträgt. Khatsevich et al. [163] konnten darüber hinaus zeigen, dass in (1-101)-GaInN-Quantenfilmen auf GaN-Streifen mit dreieckigem Querschnitt die In-Konzentration und die Quantenfilmbreite zur Spitze der Dreiecksstruktur hin zunimmt. Beide Veröffentlichungen zusammen zeigen, dass bei einer Präsenz von (1-101)-Facetten während des GaInN-Quantenfilmwachstums ein Materialtransport von Indium und Gallium auf diesen Facetten in Richtung der Wachstumsfront stattfindet. Im Fall, dass die Wachstumsfront von (0001)-Facetten gebildet wird, führt dieser Materialtransport zu einer höheren Wachstumsrate auf den (0001)-Facetten und letztendlich zu den Beobachtungen, dass die Quantenfilmbreiten und die In-Gehalte (siehe auch Abschnitt 4.1.2) auf den c-Flächen größer sind als auf den V-Defekt-Facetten, und dass dies zu deutlich getrennten Emissionen aus den entsprechenden Gebieten führt. Dieser Effekt liegt auch dann vor, wenn die (1-101)-Facetten wie in den in dieser Arbeit untersuchten Strukturen von V-Defekten gebildet werden. Das Ausmaß der Verbreiterung der GaInN-Quantenfilme auf den (0001)-Facetten und die zu detektierende Intensität aus den Quantenfilmen der V-Defekt-Facetten hängt dann von der Größe / der Tiefe der V-Defekte ab.

Ergebnisse

In diesem Abschnitt konnte anhand der durchgeführten Photolumineszenzmessungen gezeigt werden, dass die in den untersuchten Strukturen neben der Hauptemission zusätzlich auftretenden, hochenergetischen Emissionen um 3.2 eV weder durch optische Übergänge in verschiedenen Quantenfilmen oder durch Lokalisationseffekte, noch durch Störstellenübergänge verursacht werden. Die zusätzliche Emission stammt von schmalen GaInN-Quantenfilmen auf den V-Defekt-Facetten (1-101), deren Zusammensetzung durch den Wachstumsprozess an die Komposition der c-Flächen-Quantenfilme gekoppelt ist. So treten bei variiertem In-Gehalt oder variiertem Quantenfilmbreite Änderungen der Emissionsenergie immer parallel für beide Emissionen, aus den Quantenfilmen der V-Defekte und der c-Flächen, auf. Die unterschiedlichen Quantenfilmbreiten auf den (0001)- und (1-101)-Facetten resultieren aus einem Materialtransport während des Wachstums aus den V-Defekten in Richtung der Wachstumsfront. Die Auswirkungen dieses Materialtransports auf die (0001)-Quantenfilmemission wird aber erst signifikant, wenn die V-Defekt-Facetten einen großen Teil der Oberfläche belegen. Erst dann reicht der gesamte Materialtransport aus, um für eine beobachtbare Wachstumsratenänderung auf der c-Fläche zu sorgen. Das Verhältnis der Intensitäten von Hauptemissionen und Hochenergieemissionen bei tiefen Temperaturen hängt vom Grad der Ausprägung der V-Defekte und der Dichte der Durchstoßversetzungen in der Struktur ab. Es ist proportional zum Verhältnis der Oberflächenanteile von c-Flächen und V-Defekten vor dem Quantenfilmwachstum.

4.1.2 Analyse der Emissionsspektren: Linienlagen und Linienbreiten

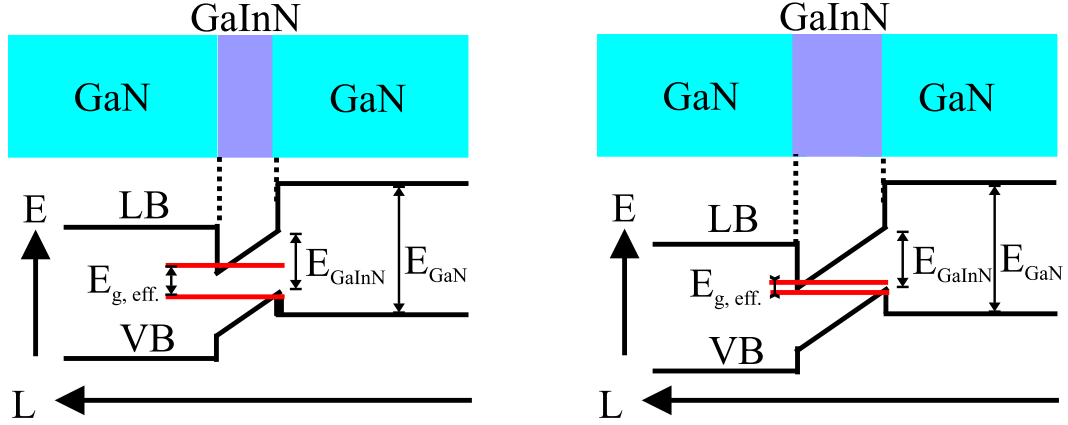


Abbildung 4.10: Rotverschiebung der Emissionsenergie bedingt durch die GaInN-Quantenfilmbreite.

Die in Photolumineszenzuntersuchungen messbaren Emissionsenergien von GaInN/-GaN-Quantenfilmen sind bestimmt durch den In-Gehalt und die Dicke der Quantenfilme. Der In-Gehalt legt zum einen die Bandlücke des Halbleitermaterials GaInN im Quantenfilm fest, ist aber zugleich ausschlaggebend für die Stärke des piezoelektrischen Feldes, das den Quantenfilm überspannt. Die Kombination von piezoelektrischem Feld und Quantenfilmbreite führt zu einer erniedrigten Energie für optische Übergänge im Quantenfilm (vgl. Abbildung 4.10). Quantisierungseffekte sind zusätzlich zu berücksichtigen.

In Abschnitt 4.1.1 wurde gezeigt, dass Emissionen aus den V-Defekt-Quantenfilmen bei höherer Energie liegen als Emissionen aus den Quantenfilmen parallel zu den *c*-Flächen. TEM-Messungen konnten zeigen, dass ein Grund für die höherenergetische Emission die um drei- bis viermal dünneren Quantenfilme auf den Facetten der V-Defekte sind [3]. Die TEM-Messungen konnten jedoch keinen Aufschluss darüber geben, ob auch der In-Gehalt der Quantenfilme in den V-Defekten und auf den *c*-Flächen variiert. Um dies zu ergründen, wurden die gemessenen energetischen Positionen beider Emissionen mit theoretischen Emissionsenergien aus einer numerischen Modellrechnung für die Eigenwerte der Quantenfilmsysteme verglichen. Das Modell berechnet über eine selbstkonsistente Lösung der Schrödinger- und Poissongleichungen mit einer angenommenen Hintergrundladungsträgerdichte von 10^{16} cm^{-3} die Übergangsenergie eines Einfachquantentopfs und den Überlapp von Elektronen- und Löcherwellenfunktionen. Ein Spacer von 8 nm und eine AlGaN-Elektronenbarriere von 10 nm mit 12 % Al-Gehalt ($F_{\text{piezo}} = -0.2 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}$) sowie Banddiskontinuitäten von $\frac{\Delta E_{\text{LB}}}{\Delta E_{\text{VB}}} = \frac{30}{70}$ für den GaInN/GaN-Übergang und $\frac{\Delta E_{\text{LB}}}{\Delta E_{\text{VB}}} = \frac{75}{25}$ für GaN/AlGaN und effektive Massen von $0.2m_0$ für Elektronen und $2m_0$ für Löcher wurden berücksichtigt. Die Anisotropie der Löchermassen in verschiedene Raumrichtungen für das Leitungsband und für das Schwerlochband fällt nur gering aus [91]. In den betrachteten Kristallrichtungen [0001] und [1-101] liegt der Fehler, wenn $m_{\text{hh}}=2m_0$ angenommen wird, bei maximal 10 %, was kleiner als die Streuung der Literaturwerte für die effektiven

Massen ist und zudem nur Ungenauigkeiten von wenigen meV in den Eigenenergieberechnungen des Quantenfilmmodells verursacht. Die Quantentopfbreite und der In-Gehalt wurden variiert, wobei das piezoelektrische Feld über den (0001)-Quantenfilmen entsprechend dem In-Gehalt nach [106] bestimmt wurde. In Abbildung 4.11 sind die errechneten Emissionsenergien und die Wellenfunktionsüberlappquadrate für verschiedene In-Gehalte und Quantentopfbreiten dargestellt. Für die Quantenfilme der V-Defekt-Facetten wurde aufgrund der Kristallgeometrie von einem geringeren piezoelektrischen Feld ausgegangen, das die Quantenfilme überspannt [6, 7]. Das Feld wurde hier um einen Faktor 3 verringert angesetzt.

Beim Vergleich der gemessenen Emissionsenergien mit den theoretisch berechneten Lösun-

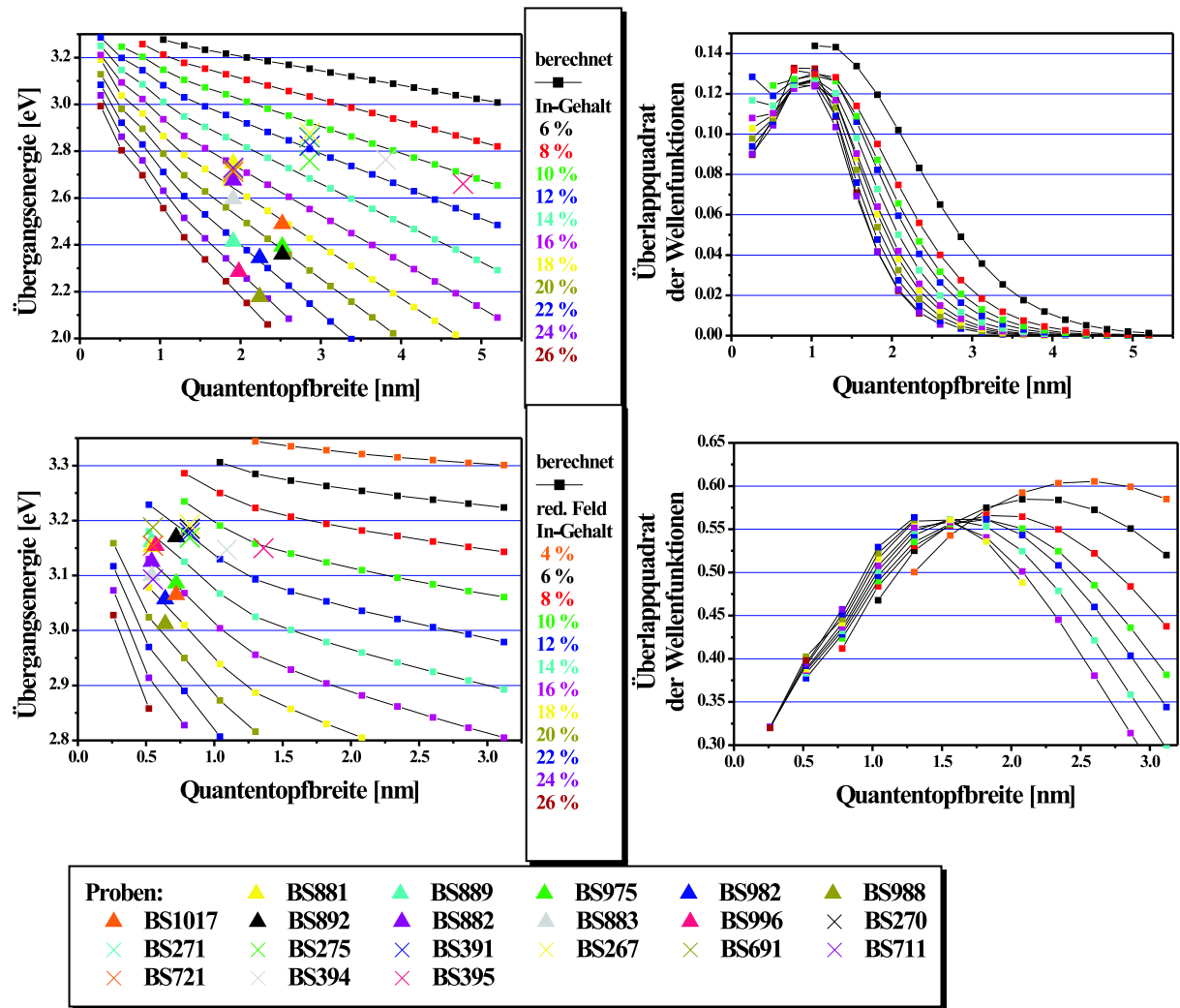


Abbildung 4.11: Numerisch berechnete Energieeigenwerte und Überlappquadrate der Elektron- und Lochwellenfunktionen in feldüberlagerten Quantentopfstrukturen bei unterschiedlicher Quantentopfbreite, In-Gehalt und effektivem piezoelektrischem Feld; oben für das volle piezoelektrische Feld senkrecht zur c -Achse, unten für das um einen Faktor 3 reduzierte Feld auf den V-Defekt-Facetten.

Probe	BS267	BS270	BS271	BS275	BS391	BS394	BS395	BS691	BS711	BS721
QW-Breite [nm] (c-Fläche)	2.86	2.86	2.86	2.86	2.86	3.81	4.77	1.91	1.91	1.91
QW-Breite [nm] (V-Def.)	0.82	0.82	0.82	0.82	0.82	1.09	1.36	0.55	0.55	0.55
In-Gehalt [%] (c-Fläche)	10.8	11.1	11.1	12.8	11.8	10.7	10.4	16.4	16.2	16.6
In-Gehalt [%] (V-Def.)	11.3	11.6	12.1	12.1	11.8	11.2	10.1	13.4	17.1	14.8
Probe	BS881	BS882	BS883	BS889	BS892	BS975	BS982	BS988	BS996	BS1017
QW-Breite [nm] (c-Fläche)	1.91	1.91	1.91	1.91	2.52	2.52	2.24	2.24	1.98	2.52
QW-Breite [nm] (V-Def.)	0.54	0.54	0.54	0.54	0.72	0.72	0.64	0.64	0.57	0.72
In-Gehalt [%] (c-Fläche)	15.9	17.3	18.9	20.4	20.3	19.8	21.8	24.5	24.1	18.3
In-Gehalt [%] (V-Def.)	14.9	16.0	17.0	14.6	12.8	15.9	17.6	19.2	14.6	16.6

Tabelle 4.1: *Ermittelte Quantenfilmbreiten und In-Gehalte für Strukturen mit Hauptemission zwischen 2.2 eV und 2.9 eV. Die Quantenfilmbreiten wurden aus den TEM-Bildern zweier Referenzproben (BS889 und BS749) und den Wachstumszeiten sowie dem Ga-Angebot während des Wachstums ermittelt. Die In-Gehalte wurden anschließend aus den gemessenen Linienlagen und der numerischen Modellrechnung bestimmt.*

gen für das Quantentopfmodell konnte festgestellt werden, dass trotz eines 3.5 bis 4 mal schmalere Quantenfilms auf den V-Defekt-Facetten³ und einem 3 mal geringeren effektiven piezoelektrischen Feldes die Energiedifferenz zwischen Hauptemission und V-Defekt-Emission, insbesondere für die Strukturen mit hohem In-Gehalt, im Modell geringer ausfällt als in den Messungen. Exemplarisch sind die Emissionsenergien von einigen Proben in den Diagrammen von Abbildung 4.11 mit aufgeführt. Um die Energiedifferenz zwischen den beiden Emissionen vollständig zu erklären, muss der In-Gehalt in den Quantenfilmen der V-Defekt-Facetten geringer ausfallen als in den Quantenfilmen der c-Flächen. Die Differenz des In-Gehalts schwankt demnach von Probe zu Probe zwischen 15 % und 40 % bei höheren In-Gehalten, liegt aber bei den Proben mit geringerem In-Gehalt fast bei Null. Von den Proben mit Hauptemissionen im blauen bis grünen Spektralbereich sind die ermittelten Werte für die Breiten und die In-Gehalte der Quantenfilme beider Emissionen in Tabelle 4.1 angegeben.

Die Proben aus Tabelle 4.1 wurden mittels zeitaufgelöster Photolumineszenz untersucht. Aus der Zerfalldynamik der Lumineszenz konnten die effektiven Zerfallszeiten bestimmt werden. Da diese Messungen bei tiefsten Temperaturen ($T = 4.2 \text{ K}$) durchgeführt wurden, wo nichtstrahlende Prozesse im wesentlichen vernachlässigbar sind, sollten die effektiven Zeiten nahezu identisch mit den strahlenden Rekombinationszeiten sein. Wie aus Abbildung 4.11 ersichtlich, ist nicht nur die Emissionsenergie, sondern auch das Überlappquadrat der Ladungsträgerwellenfunktionen und damit gemäß Gleichung 2.23 die strahlende Rekombinationszeit

$$\tau_{str} \sim \frac{1}{|\langle \psi_{final} | \psi_{initial} \rangle|^2} \quad (4.1)$$

³Die Quantenfilmbreiten auf den c-Flächen und die Verhältnisse der Quantenfilmbreiten zwischen c-Flächen und V-Defekten wurden über TEM-Messungen an den Proben BS892 und BS749, aus denen der Abstand der GaInN-Quantenfilme bestimmt wurde, und dem Verhältnis der Wachstumszeiten von GaInN-Quantenfilm zu GaN-Barriere ermittelt.

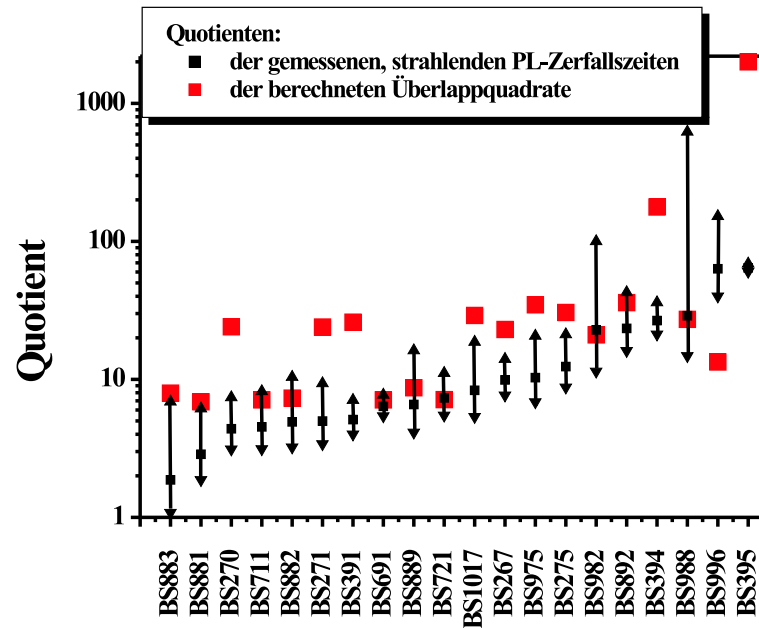
eine Funktion von Quantenfilmbreite und In-Gehalt. Über die gemessenen Rekombinationszeiten und die berechneten Überlappquadrate muss sich also ebenfalls belegen lassen, dass nicht nur die Breite der Quantenfilme, sondern auch der In-Gehalt auf den V-Defekt-Facetten verändert ist.

Aus den gemessenen strahlenden Rekombinationszeiten von Hauptemission und V-Defekt-Emission wurde der Quotient $\frac{\tau_{str,Haupt}}{\tau_{str,V-Def}}$ berechnet. Für die Bestimmung der Zeiten wurden in diesem Fall die Ausläufer der Zerfallsdynamiken angepasst, da in diesem Zeitbereich eine Abschirmung der Felder durch hohe Ladungsträgerdichten oder eine initial nach der Anregung vorhandene Besetzung hochenergetischer, schwach lokalisierter Zustände schon abgebaut ist und die Zerfallszeit $\tau_{lang,eff}$ Informationen über die Quantenfilmstruktur liefert (vgl. Kapitel 3.1.2). Für die Inversen der rechnerisch ermittelten Überlappquadrate wurde ebenfalls der Quotient gebildet, wobei die Quantenfilmbreiten aus Tabelle 4.1 berücksichtigt und der In-Gehalt auf den c-Flächen und den V-Defekt-Flächen zunächst als identisch angenommen wurde (jeweils die Zeile „In-Gehalt (c-Fläche)“ aus der Tabelle 4.1). Die Quotienten sind vergleichbar, da

$$\frac{\tau_{str,Haupt}}{\tau_{str,V-Def}} \sim \frac{|\langle \psi_{final} | \psi_{initial} \rangle|_{V-Def}^2}{|\langle \psi_{final} | \psi_{initial} \rangle|_{Haupt}^2}. \quad (4.2)$$

Beide Quotienten sind in Abbildung 4.12 für die Proben aus Tabelle 4.1 zusammen dargestellt. Die Fehlerbalken für die Quotienten der strahlenden Rekombinationszeiten ergeben sich aus der Schwierigkeit, die effektiven Rekombinationszeiten aus der Überlagerung verschiedener Effekte in den Photolumineszenzzerfallskurven zu extrahieren (vgl. Abschnitt 4.1.4). Fast immer liegt der Quotient der berechneten Werte über dem der gemessenen. Dies hat zwei Ursachen: Erstens ist die strahlende Rekombinationszeit für die V-Defekt-Quantenfilme als zu lang bestimmt, wenn man sie mit der effektiven Rekombinationszeit gleichsetzt (vgl. Gleichung 3.26). Dies gilt insbesondere für die V-Defekt-Quantenfilme auch bei tiefsten Temperaturen um 4 K, da hier schon nichtstrahlende Verlustprozesse aktiv sind (vgl. Abschnitt 4.1.4). Der Quotient $\frac{\tau_{str,Haupt}}{\tau_{str,V-Def}}$ sollte somit etwas größer sein. Zweitens ist ein zu den c-Flächen-Quantenfilmen identischer In-Gehalt in den V-Defekt-Quantenfilmen zu hoch angesetzt. Daraus ergibt sich in dem relevanten Bereich der Quantenfilmbreite auf den V-Defekt-Facetten von 0.5 nm bis 1.1 nm aus den Berechnungen für die V-Defekt-Quantenfilme ein zu hohes Überlappquadrat der Wellenfunktionen, wie in Abbildung 4.11 ersichtlich wird. Die Verminderung des In-Gehalts bei diesen schmalen Quantenfilmen führt unerwarteter Weise nicht zu einem erhöhten Überlapp (QCS-Effekt), da sich die Wellenfunktionen bei sinkendem In-Gehalt zunehmend in die GaN-Barrieren ausdehnen! Die Unterschiede im Überlapp fallen zwar gering aus, zeigen jedoch auf, dass tendenziell eine Abweichung zwischen den Quotienten der gemessenen Rekombinationszeiten und der berechneten Überlappquadrate auftritt, die bei einem geringeren In-Gehalt in den Quantenfilmen auf den V-Defekt-Facetten zu erwarten wäre.

Dass der Quotient der strahlenden Rekombinationszeiten von Probe zu Probe ähnlich variiert wie der Quotient der berechneten Überlappquadrate, ist einmal mehr ein Hinweis darauf, dass die Quantenfilmkompositionen auf den c-Flächen und den V-Defekt-Facetten gekoppelt sind, und dass die hochenergetische Emission aus den Quantenfilmen der V-Defekt-Facetten stammt. Es liegt nicht nur, wie in Abschnitt 4.1.1 gezeigt, eine durch das gleichzeitige Wachstum bedingte parallele Emissionsenergieverschiebung vor, sondern



Abbildungung 4.12: Quotient aus den gemessenen effektiven bzw. strahlenden Zerfallszeiten von Hauptemission und V-Defekt-Emission bei $T=4.2\text{ K}$ und den numerisch berechneten Überlappquadraten der Elektron- und Lochwellenfunktionen unter der Annahme eines identischen In-Gehaltes.

auch die strahlenden Rekombinationszeiten ändern sich für c-Flächen- und V-Defekt-Quantenfilme wie nach den theoretischen Berechnungen in Abbildung 4.11 zu erwarten ist, wenn die Quantenfilmbreite oder der In-Gehalt verändert wird. In Abbildung 4.12 wird dies durch das ähnliche Variieren der Quotienten aus den berechneten Überlappquadraten der Wellenfunktionen und den gemessenen Rekombinationszeiten ausgedrückt. Zusätzlich zu den Emissionsenergien aus Photolumineszenzmessungen im Fall niedriger Anregungsdichten und den strahlenden Rekombinationszeiten aus den zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen weisen auch die gemessenen Energiedifferenzen der beiden Emissionsbanden im Fall hoher Anregungsdichten, erzielt mit dem Lasersystem der optischen Verstärkungsspektroskopie, auf einen geringeren In-Gehalt in den V-Defekt-Quantenfilmen hin. Die Emissionsspektren von BS267 wurden bei variierender Überschussladungsträgerdichte von $< 10^{17} \frac{1}{\text{cm}^2}$ bis $> 10^{20} \frac{1}{\text{cm}^2}$ aufgenommen und es wurden die Linienlagen der Hauptemission bestimmt und in Abbildung 4.13 dargestellt. Bei den hohen Anregungsleistungen werden die piezoelektrischen Felder, die sich über den Quantenfilm erstrecken, durch Überschussladungsträger abgeschirmt. Die resultierende Emissionsenergie ist nur noch durch den In-Gehalt und die Quantisierung gegeben. In Abbildung 4.13 ist eine Sättigung der Energieverschiebung bei hohen Anregungsleistungen zu erkennen. Würden identische In-Gehalte in den c-Flächen- und den V-Defekt-Quantenfilmen vorausgesetzt, müsste beim Abschirmen der Felder die Hauptemission bis auf den Unterschied, der sich aus den Quantisierungsenergien in beiden Fällen ergibt (bei der Probe BS267 rund 180 meV), an die V-Defekt-Emission heranrücken. Die Energieverschiebung durch die Abschirmung bei der Hochanregung fällt jedoch zu gering aus. Zwischen Hauptemission im abgeschirmten Fall und V-Defekt-Emission (3.20 eV bei RT, ohne Feld) liegt noch

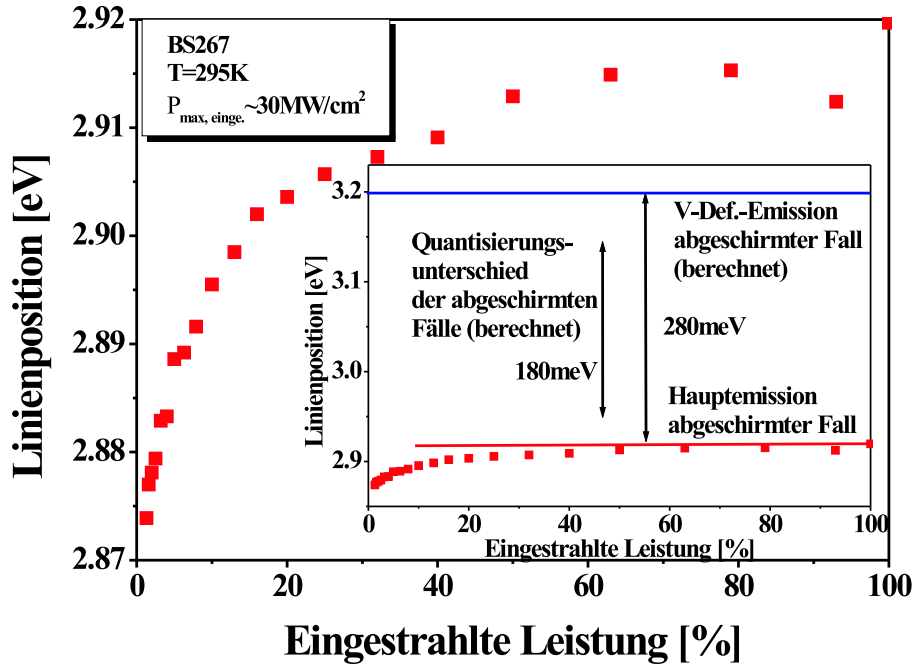


Abbildung 4.13: Emissionsenergie der Hauptemission in Abhängigkeit von der eingestrahlichten Leistungsdichte für BS267.

immer eine Energiedifferenz von 280 meV, was mehr ist, als sich durch den Quantisierungsunterschied erklären lässt. Dies deutet wieder darauf, dass der In-Gehalt auch bei BS267 in den V-Defekt-Quantenfilmen geringer als auf den c-Flächen-Quantenfilmen ist. Dieses Ergebnis widerspricht jedoch dem für BS267 ermittelten In-Gehalt aus der Quantenfilmbreitenbestimmung und der numerischen Rechnung. Allerdings könnte auch die Sättigung der Abschirmung noch nicht komplett erreicht worden sein und es ist weiterhin zu berücksichtigen, dass die Quantisierungsenergien für einen idealisierten Quantentopf berechnet wurden.

Bei einer grün emittierenden GaInN/GaN-Struktur (BS889) fällt das Ergebnis eindeutiger aus. Bei höchster Anregungsleistung verschob sich die Emissionsenergie von 2.483 eV auf 2.553 eV bei Raumtemperatur.⁴ Damit lag die Hauptemission bei höchster Anregungsleistung immer noch 600 meV unterhalb der V-Defekt-Emission von 3.155 eV ohne Feld, während ein Quantisierungsunterschied von nur rund 160 meV ermittelt wurde. Die V-Defekt-Quantenfilme enthalten in dieser Struktur eindeutig weniger In als die Quantenfilme auf den c-Flächen.

Mehrere Effekte sollten bei den GaInN-Quantenfilmen eine Auswirkung auf die in den zeitintegrierten Photolumineszenzmessungen bestimmten Linienbreiten haben. In den Quantenfilmen kann von einer Variation der Quantenfilmbreite und einer Variation des In-Gehalts ausgegangen werden. Beides führt nach Gleichung 2.9 zu einer Verbreiterung der Emissionslinien $\delta E_{g,eff}$, da der Energiebereich der möglichen optischen Übergänge aus-

⁴Es wurde bei dieser Struktur jedoch keine Leistungsserie gemessen, sondern nur die Extremwerte des Anregungsleistungsspektrums berücksichtigt.

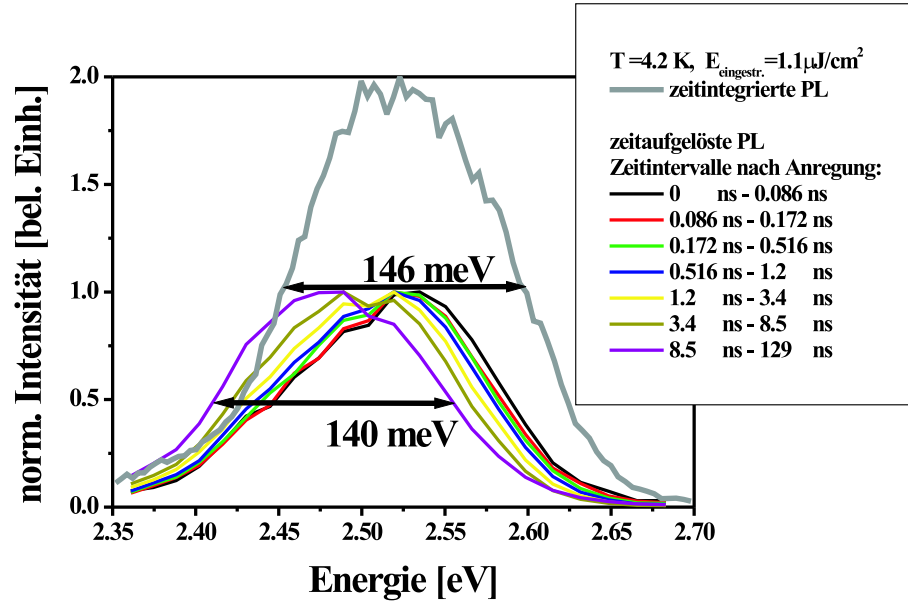


Abbildung 4.14: Zeitintegriertes Photolumineszenzspektrum von BS889 mit den zugehörigen, normierten, zeitaufgelösten Spektren.

gedehnt wird.

Zusätzlich zu den Verbreiterungen, die nur durch die Quantenfilmstruktur gegeben sind, entstehen Verbreiterungen, die durch Einflüsse der Messung bestimmt werden. Bei hohen Anregungsleistungen führt z. B. die große Zahl der Überschussladungsträger, die im Quantenfilm generiert werden, zu einer Abschirmung des piezoelektrischen Feldes. In der zeitaufgelösten Photolumineszenz wird unter eingestrahltener Anregungsenergie von rund $10^{-6} \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ pro Puls ein geringer Teil des Gesamtfeldes abgeschirmt, der durch Rekombination der Überschussladungsträger nach dem Anregungspuls kontinuierlich kleiner wird. Die Emission verschiebt sich während dieses Prozesses zu niedrigeren Energien. In den zeitintegrierten Photolumineszenzmessungen führt dies zu einer Linienverbreiterung (vgl. Abbildung 4.14).

Als letztes treten noch temperaturabhängige Beeinflussungen der Linienbreiten auf. Für freie Ladungsträger weitet sich die Besetzung von Energiezuständen in den Leitungs- und Valenzbändern mit zunehmender Temperatur auf, da die Ladungsträger im Mittel höhere thermische Energien aufweisen. Für Exzitonen nimmt mit steigender Temperatur die Emissionslinienbreite aufgrund von Exziton-Phonon-Kopplung zu [164]. Die Linienbreite vergrößert sich in beiden Fällen mit zunehmender Temperatur. In den hier untersuchten Strukturen und den Messtemperaturen bis zu 300 K ist aufgrund der hohen Exziton-bindungsenergie die strahlende Rekombination durch Exzitonen bestimmt. So basiert hier auch die Zunahme der Linienbreite bei hohen Temperaturen auf Exziton-Phonon-Kopplung. Abweichungen von der Zunahme der Linienbreite mit der Temperatur treten bei sehr tiefen Temperaturen auf, wo die Ladungsträger kaum thermische Energie besitzen. Eine Thermalisierung der generierten Ladungsträger findet in diesem Fall nicht nur in die tiefsten Energiezustände, sondern auch in energetische Zwischenminima statt, die aufgrund von Schwankungen der Quantenfilmkomposition vorhanden sind (vgl. Abbil-

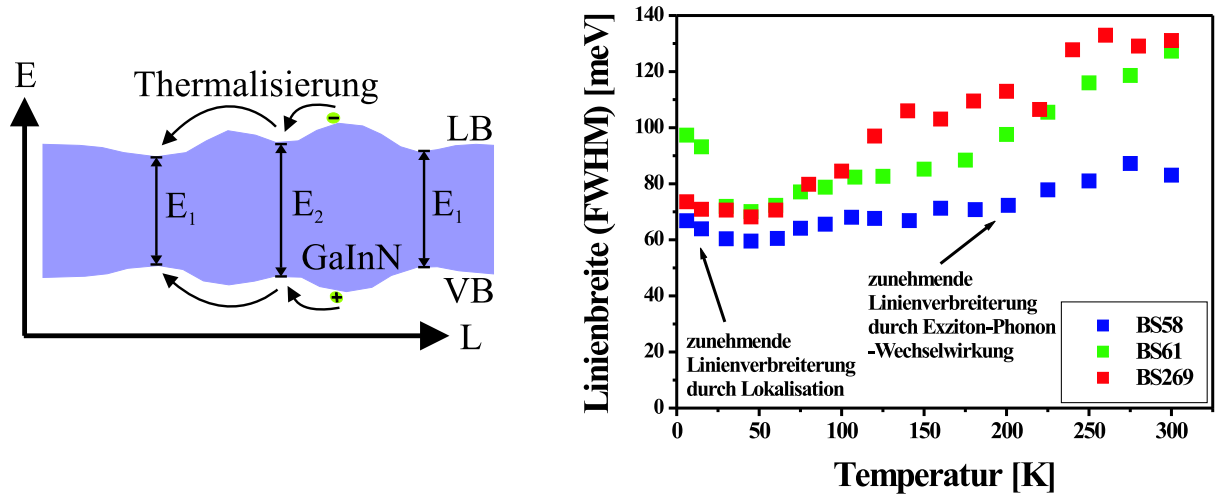


Abbildung 4.15: Schema des Bänderverlaufs eines GaInN-Quantenfilms mit energetisch unterschiedlichen lokalen Minima (links) und Beispiele der Änderung der Linienbreite mit der Temperatur (rechts).

dung 4.15). Strahlende Rekombination kann auch von diesen energetisch höherliegenden Lokalisationsstellen ausgehen. Die Folge ist eine Verbreiterung der Linienbreite bei sehr tiefen Temperaturen.

Für die in Kapitel 4.1.1 untersuchten Proben wurden die Linienbreiten der Hauptemissionen und der V-Defekt-Emissionen durch Anpassungen von Gaußkurven an die zeitintegrierten Emissionsspektren, gemessen bei $T = 4.2\text{ K}$, bestimmt. Nach Gleichung 2.8 setzt sich die Verbreiterung der Emissionslinien aus den Termen $e L_z \cdot \delta F$ und $e \delta L_z \cdot F$, der Linienbreite im Volumenmaterial und für sehr schmale Quantenfilme der Verbreiterung durch Fluktuationen in der Quantisierungsenergie zusammen.

Bei einem konstanten In-Gehalt sollte das Produkt $L_z \cdot \delta F$ linear mit der Quantenfilmbreite L_z ansteigen und das Produkt $\delta L_z \cdot F$ kann näherungsweise als konstant angenommen werden, wenn davon ausgegangen wird, dass die Breite der Quantenfilme jeweils nur um einen festen Wert (z. B. eine Atomlage) variiert. Bei sehr schmalen Quantenfilmen wird sich die unterschiedliche Quantisierung bei Veränderungen von L_z noch auf die Linienbreite auswirken. Wird die Linienbreite über die Emissionsenergie für Quantenfilmstrukturen mit gleichem In-Gehalt aber unterschiedlichen Quantenfilmbreiten aufgetragen (Abbildung 4.16), wäre ein näherungsweise lineares Ansteigen der Linienbreite zu niedrigen Energien und ein quadratischer Anstieg bei höheren Energien, wenn die Quantisierung relevant wird, zu erwarten.

Bei konstanten Quantenfilmbreiten aber unterschiedlichen In-Gehalten steigt das Produkt $\delta L_z \cdot F$ fast linear mit der In-Konzentration. Allerdings muss in diesem Fall davon ausgegangen werden, dass die drei anderen Terme, die nach Gleichung 2.8 in die Linienbreite eingehen, nicht unabhängig vom In-Gehalt sind. Die Terme für die Linienbreite im Volumenmaterial $\delta E_{g,0}$ und der Term $L_z \cdot \delta F$ werden bei höherem In-Gehalt und folglich höheren In-Fluktuationen auch größere Werte annehmen. Bei sehr hohen In-Gehalten und damit auch sehr hohen piezoelektrischen Feldern können mit den In-Fluktuationen

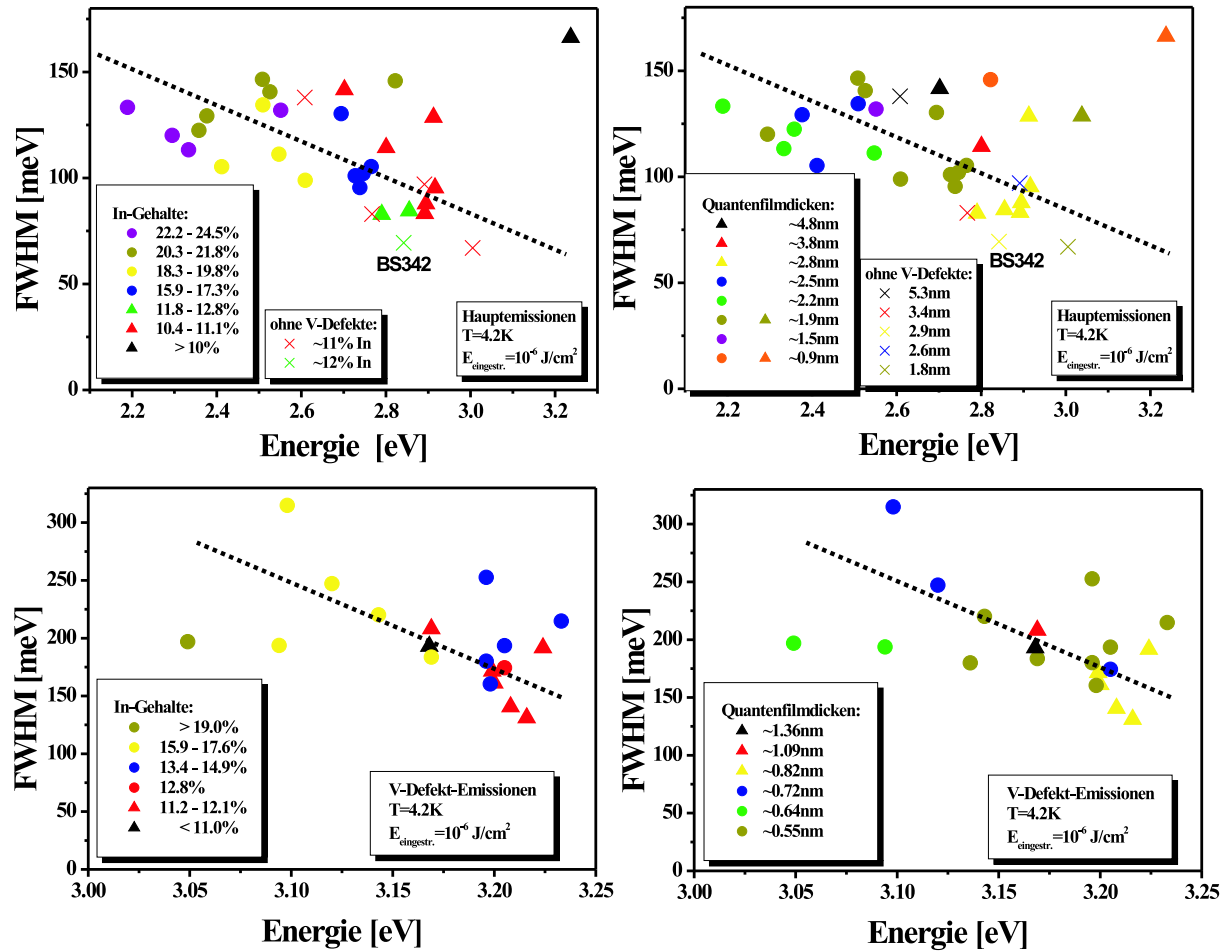


Abbildung 4.16: Linienbreiten der Hauptemissionen (oben) und der V-Defekt-Emissionen (unten) aus zeitintegrierten Photolumineszenzmessungen. Die Kreise zeigen Strukturen mit V-Defekten und Optimierungsschicht vor den Quantenfilmen an, die Dreiecke Strukturen mit V-Defekten aber ohne Optimierungsschicht, die Kreuze Strukturen ohne V-Defekte oder Optimierungsschicht.

sogar geringe Quantisierungsfluktuationen einhergehen. Der Verlauf der Linienbreite bei gleicher Quantenfilmbreite über den In-Gehalt und damit näherungsweise über die Emissionsenergie sollte zu niedrigen Energien hin stärker als linear ansteigen.

In den Diagrammen von Abbildung 4.16 sind die Halbwertsbreiten der Hauptemissionen und V-Defekt-Emissionen der GaInN-Quantenfilmstrukturen über der Emissionsenergie aufgetragen, wobei farblich nach In-Gehalt oder Quantenfilmbreite sortiert wurde. Unterschieden wurden die Strukturen auch dahingehend, ob sie V-Defekte besaßen, oder ob sie eine Optimierungsschicht unterhalb der Quantenfilme beinhalten, deren Aufgabe eine Glättung der Kristalloberfläche vor dem GaInN-Wachstum ist. Mit dieser Optimierungsschicht sollte die Variation der Quantenfilmdicke geringer ausfallen.

Aus den Diagrammen ist nicht eindeutig ersichtlich, dass die Linienbreiten bei festem In-Gehalt oder fester Quantenfilmbreite entsprechend den oben vorgenommenen Überlegungen mit abnehmender Energie zunehmen. Es kann nur eine generelle Tendenz zu

schmalere Linienbreiten bei höheren Emissionsenergien nachvollzogen werden, die durch gepunktete Linien angedeutet ist.

Die V-Defekt-Emissionen weisen in den zeitintegrierten Photolumineszenzmessungen generell eine größere Linienbreite auf als die c-Flächen-Emissionen. In hochauflösenden SNOM-Messungen wurde die hochenergetische Emission als eine Vielzahl von oft vergleichsweise schmalen Emissionslinien (bis minimal 20 meV FWHM) aus einem breiten Spektralbereich um 3.15 eV aus kleinen, abgegrenzten Gebieten der Probe beobachtet [5]. Die Hauptemission trat dagegen homogen auf. In Photolumineszenzmessungen mit makroskopischer Anregungsfläche wird über die einzelnen Emissionslinien der V-Defekte gemittelt. Sie bilden insgesamt die beobachtete, breite Emission. Zu den schon für die Hauptemission angesprochenen Gründen für die Linienverbreiterungen kommt bei der V-Defekt-Emission hinzu, dass während des Wachstums eine Diffusion von Gallium und Indium von den (1-101)-Facetten zu den (0001)-Facetten auftritt [4]. Dieser Materialtransport, der sowohl auf (1-101)-Facetten [163] als auch auf (11-22)-Facetten beobachtet wurde [165] und der anscheinend auch schon auf Facetten mit geringeren Winkeln zur (0001)-Facette auftritt [166], kann sich abhängig vom Abstand zur c-Flächen-Wachstumsfront verschieden stark auf die Quantenfilmkomposition und die Emissionsenergie aus den V-Defekt-Quantenfilmen auswirken. Außerdem gibt es in der hexagonalen Struktur der V-Defekte Bereiche, in denen die einzelnen Facetten aufeinander treffen. Hier liegen undefinierte Quantenfilmbreiten und damit möglicherweise variierende Emissionsenergien vor. Da in den mikroskopischen SNOM-Messungen mit einer Auflösung im Bereich der V-Defekt-Durchmesser die Einzelemissionen als sehr schmalbandig gegenüber der Hauptemission beobachtet wurden, scheint auch eine Variation der Quantenfilmkomposition von V-Defekt zu V-Defekt vorzuliegen.

Der Materialtransport aus und der geringere Indiumeinbau in die (1-101)-Facetten [4], wie er auch schon weiter oben in diesem Abschnitt für die V-Defekte gefolgert wurde, führt zu einer stärkeren Variation der Quantenfilmkomposition auf den c-Flächen (0001) in den GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen, in denen V-Defekte präsent sind. Zum Vergleich sind in Abbildung 4.16 die Halbwertsbreiten der Strukturen ohne V-Defekte als Kreuze markiert. Es zeigt sich, dass bei gleichem In-Gehalt und gleicher Emissionsenergie oder bei gleicher Quantenfilmbreite und Emissionsenergie die Strukturen ohne V-Defekte eher schmalere Emissionslinien aufweisen, trotzdem es sich zumeist um MQW-Strukturen mit zehn Quantenfilmen handelt, die gegenüber den SQW- oder DQW-Strukturen (fast alle Strukturen mit V-Defekten sind entweder SQWs oder DQWs) eine breitere Photolumineszenz aufweisen sollten [167]. Die einzige Ausnahme ist die SQW-Probe BS342, die mit nur einem Quantenfilm und ohne V-Defekte eine deutlich schmalere Linienbreite als Strukturen mit V-Defekten bei der gleichen Emissionsenergie aufweist. Sie ist in Abbildung 4.16 explizit benannt.

Ein direkter Vergleich von SQW-Strukturen mit und ohne V-Defekte liegt bei den Proben BS1170 und BS1185 in Abbildung 4.7 vor. Die Struktur BS1185 ohne V-Defekte weist bei Temperaturen von $T = 15$ K eine deutlich geringere Linienbreite (53 meV FWHM) gegenüber der Struktur BS1170 mit V-Defekten (72 meV FWHM) auf.

Einen weiteren Hinweis auf eine verstärkte Kompositionsvariation der c-Flächen-Quantenfilme bei einer Präsenz von V-Defekten liefern TEM-Messungen, bei denen die Quantenfilmbreiten in der Nähe und in weiterer Entfernung von V-Defekten ausgemessen werden.

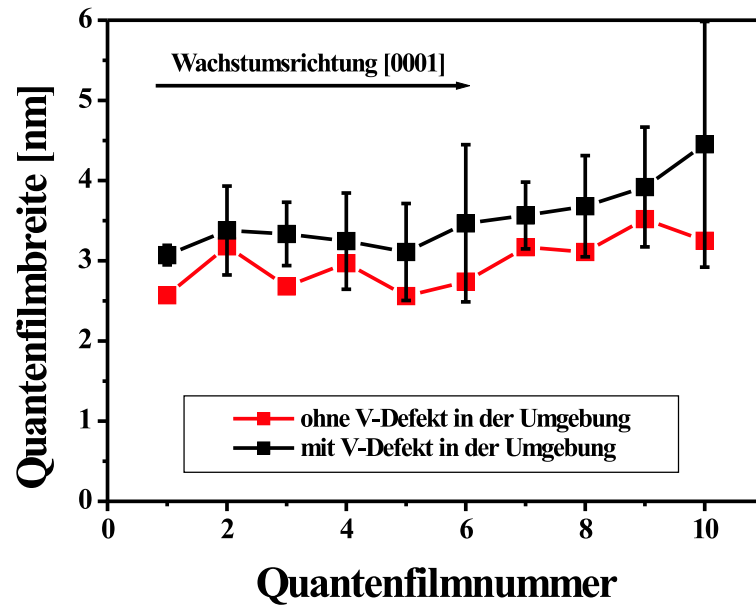


Abbildung 4.17: Quantenfilmdicken der GaInN/GaN-MQW-Struktur BS1150, bestimmt aus TEM-Messungen, in der Nähe (Mittelwert aus fünf Messungen mit Standardabweichung /schwarz) und in weiterer Entfernung von V-Defekten (eine Messung / rot). Die Messungen und die Bestimmungen der Quantenfilmbreiten wurden durchgeführt von H. Bremers.

Diese Messung ist für die GaInN/GaN-MQW-Struktur BS1150 durchgeführt worden. In Abbildung 4.17 sind die Breiten der Quantenfilme über deren Position, von der Substratseite her durchnummeriert, für Messungen in V-Defekt-Nähe und in weiterer Entfernung von V-Defekten gegenübergestellt. In der Nähe von V-Defekten liegen tendenziell größere Quantenfilmbreiten vor. Hier wird das Wachstum der Quantenfilme stärker von dem Materialtransport aus den V-Defekten beeinflusst. Die TEM-Messungen können allerdings nur als Indiz für die Kompositionsvariation gelten, da nur eine Dimension des Quantenfilms beobachtet wird. Ob senkrecht zu dieser Dimension in Richtung des Elektronenstrahls noch V-Defekte lagen, kann nicht beantwortet werden.

Ergebnisse

In diesem Abschnitt konnte gezeigt werden, dass die GaInN-Quantenfilme auf den V-Defekt-Facetten nicht nur schmaler sind als die c-Flächen-Quantenfilme, sondern auch einen geringeren In-Gehalt aufweisen. Der In-Gehalt ist besonders dann in den V-Defekt-Quantenfilmen geringer, wenn ein hoher mittlerer In-Gehalt vorliegt. Ein Materialtransport von Gallium und Indium findet während des Wachstums der Quantenfilme aus den V-Defekten auf die (0001)-Facetten statt.

Der Materialtransport zeigt, dass auf den (1-101)-Facetten die Anbindung der Ausgangsmaterialien während des Quantenfilmwachstums energetisch weniger günstig ist als auf den (0001)-Facetten. Dies scheint insbesondere für den Indiumeinbau bei niedrigen Wachstumstemperaturen (gleichbedeutend mit hohen mittleren In-Gehalten) zu gelten. Entsprechend deutet sich an, dass eine erhöhte Diffusion der Ausgangselemente auf der Proben-

oberfläche während des GaInN-Quantenfilmwachstums nicht den Ausschlag für die geringe Quantenfilmbreite und den niedrigen In-Gehalt auf den (1-101)-Facetten gibt. Schließlich müsste die Diffusion mit der Temperatur beim Wachstum zunehmen. Der geringere In-Einbau in die V-Defekt-Quantenfilme wird aber vorwiegend bei Proben mit niedrigen Wachstumstemperaturen für die Quantenfilme deutlich. Die Änderung der Diffusion im Bereich der Wachstumstemperaturen von blau und grün emittierenden GaInN/GaN-Quantenfilmen scheint kaum Einfluss auf die Komposition der V-Defekt-Quantenfilme zu haben, obwohl sie den Materialtransport mit beschreibt. Für die Zusammensetzung der V-Defekt-Quantenfilme ist offenbar eine mit abnehmender Wachstumstemperatur verminderte Bindungsenergie für Indium auf den (1-101)-Facetten relativ zu den (0001)-Facetten ausschlaggebend.

Dass vielleicht sogar der gesamte Einbau der Ausgangsstoffe Indium und Gallium auf den V-Defekt-Facetten bei erniedrigten Wachstumstemperaturen geringer ausfällt, kann hier nicht ausgeschlossen werden. Dies könnte eine alternative Erklärung für die höher als erwartete Energiedifferenz zwischen der Hauptemission und der V-Defekt-Emission bei den Proben mit hohen mittleren In-Gehalten sein.

Der Materialtransport aus den V-Defekten führt zu verstärkten Kompositionsfluktuationen der GaInN-Quantenfilme auf den c-Flächen. Auf den c-Flächen ist die Diffusion während des Quantenfilmwachstums anscheinend begrenzt, was die unterschiedlichen Quantenfilmbreiten bei einer unterschiedlichen Entfernung von den V-Defekten andeuten. Generell ist die Emission aus den V-Defekt-Quantenfilmen weniger gut definiert als die Emission aus den c-Flächen-Quantenfilmen. Die Emissionslinien der Hochenergieemissionen sind in den Photolumineszenzuntersuchungen breiter als die der Hauptemissionen. Die sehr viel schmalen Emissionslinien aus einzelnen V-Defekten, die in SNOM-Messungen [5] beobachtet wurden, zeigen, dass die Variation der Quantenfilme zwischen verschiedenen V-Defekten die hohe Linienbreite der V-Defektemission in den Photolumineszenzmessungen mitbestimmt.

4.1.3 Wirksamkeit der V-Defekt-Quantenfilme zur Unterbindung nichtstrahlender Rekombination

Die Funktion der V-Defekt-Quantenfilme als Potentialbarrieren um Versetzungen wurde schon in früheren Untersuchungen anhand des Vergleiches der temperatur- und leistungsabhängigen internen Quantenausbeute von Quantenfilmstrukturen mit und ohne V-Defekte, unterstützt durch SNOM- und TEM-Messungen, gezeigt [3, 5]. Ohne V-Defekte sank die interne Quantenausbeute eines Einfachquantenfilms mit zunehmender Temperatur schon bis 140 K stark ab, so dass in Photolumineszenzmessungen bei Raumtemperatur nur noch Quanteneffizienzen von weniger als 1 % messbar waren. Mit V-Defekten und deren GaInN-Quantenfilmen als Barrieren um die Versetzungen wurden interne Quantenausbeuten von bis zu 70 % bei Raumtemperatur erreicht (BS711 / vgl. Abbildung 4.19). Die Wirksamkeit der V-Defekte wurde somit schon qualitativ belegt.

Über den temperaturabhängigen Verlauf der internen Quantenausbeute lassen sich durch die Anpassung an ein Arrhenius-Modell gemäß Gleichung 3.23 die thermischen Aktivierungsenergien für nichtstrahlende Verlustprozesse bestimmen [98]. Als Aktivierungsenergien treten, wie in Abschnitt 2.3.4 angesprochen, die Lokalisationsenergie von Ladungs-

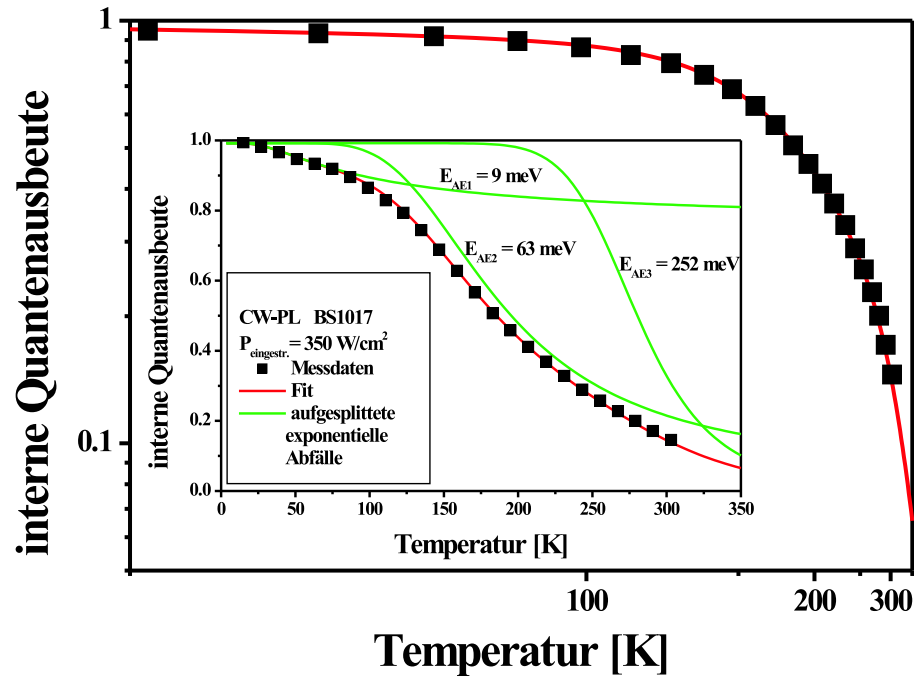
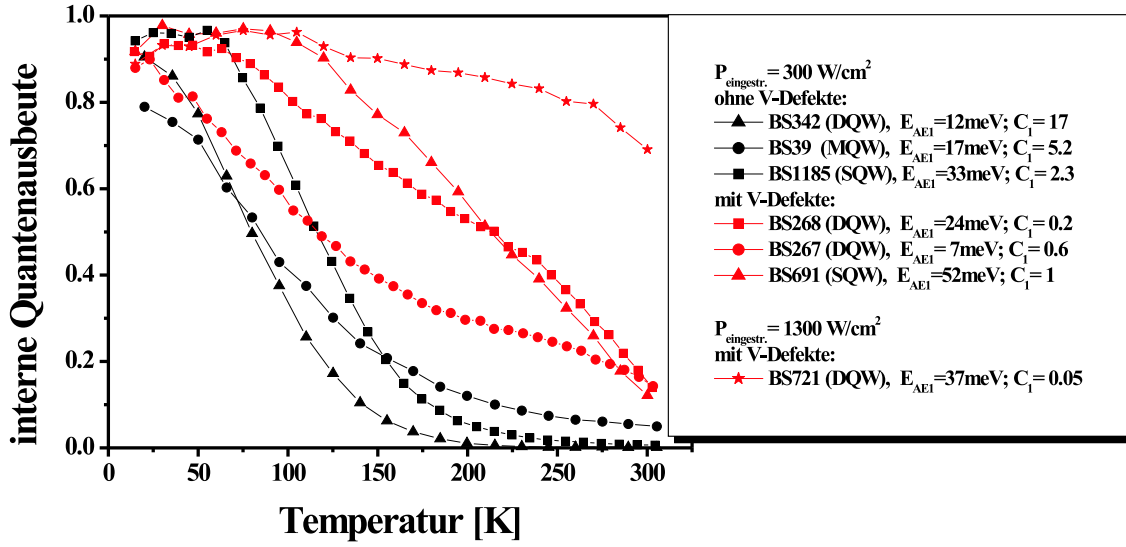


Abbildung 4.18: Anpassung von Quantenausbeuteverläufen mittels Arrhenius-Funktionen (Gleichung 3.23).

trägern bedingt durch In-Gehalt- oder Quantenfilmdickenfluktuationen, die Exzitonenbindungsenergie und die Anregungsenergie für Ladungsträger über die GaN-Barrieren, die die Quantenfilme umgeben, auf. Wenn die Höhe der internen Quantenausbeute von den untersuchten Strukturen auf die Potentialbarrieren zurückzuführen ist, die die GaInN-Quantenfilme auf den V-Defekt-Facetten darstellen, sollte die entsprechende Energie für die Anregung von Ladungsträgern aus den c-Flächen-Quantenfilmen in die V-Defekt-Quantenfilme auch als Aktivierungsenergie auftreten. Um dies zu untersuchen, wurden die Verläufe der Quantenausbeute für eine Reihe von blau und grün emittierenden Strukturen mit Arrhenius-Modellen angepasst. Abbildung 4.18 zeigt ein Beispiel für die Ermittlung der Aktivierungsenergien. In diesem Beispiel wurden drei Aktivierungsenergien benutzt, weil sie den Verlauf der internen Quantenausbeute am besten beschreiben konnten. Generell muss davon ausgegangen werden, dass die Zahl der Aktivierungsenergien, die gemessen und theoretisch angepasst werden können, besonders in den Quantenfilmstrukturen mit den V-Defekt-Quantenfilmen, schwankt.

Zu den Aktivierungsenergien:

1. Die Lokalisationsenergie von Ladungsträgern, in den meisten in dieser Arbeit untersuchten Strukturen bis zu 15 meV, ist eine der auftretenden Aktivierungsenergien [168]. Die Lokalisierung verhindert, dass Ladungsträger sich bei tiefen Temperaturen frei bewegen können und auf diese Weise nichtstrahlende Rekombinationszentren erreichen. In den Strukturen mit V-Defekt-Quantenfilmen um die wesentlichen nichtstrahlenden Rekombinationszentren, die Durchstoßversetzungen entlang der c-Achse, sollte der Einfluss der Lokalisation auf den temperaturabhängigen Quanten-



Abbildungung 4.19: Quantenausbeuteverläufe aus Photolumineszenzmessungen von Strukturen mit (BS268, BS267, BS691, BS711) und ohne (BS342, BS39, BS1185) V-Defekt-Barrieren. Die niedrigsten Aktivierungsenergien sind mit Vorfaktoren C_i in der Legende angegeben.

ausbeuteverlauf geringer werden, da die nichtstrahlenden Zentren ohnehin schon von hohen Barrieren umgeben sind. Zwei Möglichkeiten gibt es für die Lokalisationsenergie trotzdem in den Quantenausbeuteverläufen hervorzutreten: Liegen Potentialminima aufgrund von Konzentrationsfluktuationen von Indium im Quantenfilm vor, können sich Ladungsträger in diesen sammeln. Durch eine erhöhte Ladungsträgerkonzentration in den Potentialminima ist eine schnellere strahlende Rekombination möglich. Durch höhere thermische Energien der Ladungsträger würden die hohen Ladungsträgerdichten zunehmend abgebaut und die strahlende Rekombinationsrate würde vermindert. Die Quantenausbeute würde mit steigender Temperatur leicht sinken, weil die strahlende Rekombinationszeit länger wird. Zweitens können auch Störstellen in den Quantenfilmen existieren, die nicht in der Nähe der Durchstoßversetzungen liegen, und die zur nichtstrahlenden Rekombination beitragen. Die Lokalisation würde Ladungsträger von diesen Störstellen fernhalten.

Niedrige Werte von bis zu 15 meV für die Aktivierungsenergien wurden jedoch in den Arrhenius-Anpassungen für die Strukturen mit V-Defekten nur selten gefunden. Tauchen sie doch auf, so war ihr Einfluss auf das Absinken der Quantenausbeute eher gering im Vergleich zu Strukturen ohne V-Defekt-Barrieren. Ein Maß für diesen Einfluss ist die Größe der Vorfaktoren C_i in den Arrhenius-Funktionen. In Abbildung 4.19 sind Verläufe der internen Quantenausbeute für Strukturen mit (BS268, BS267, BS691, BS711) und ohne (BS342, BS39, BS1185) V-Defekt-Barrieren aufgetragen. Die Quantenausbeuten der Strukturen ohne V-Defekt-Barrieren fallen schon bei Temperaturen von 50 K bis 150 K stark ab, während die meisten Strukturen mit V-Defekten eine interne Quantenausbeute von rund 1 bis über Temperaturen von 100 K behalten. Die Struktur BS267 ist dabei eine Ausnahme. Ihre Quantenausbeute sinkt aber zu höheren Temperaturen langsamer ab als bei den Strukturen ohne V-Defekt-Barrieren.

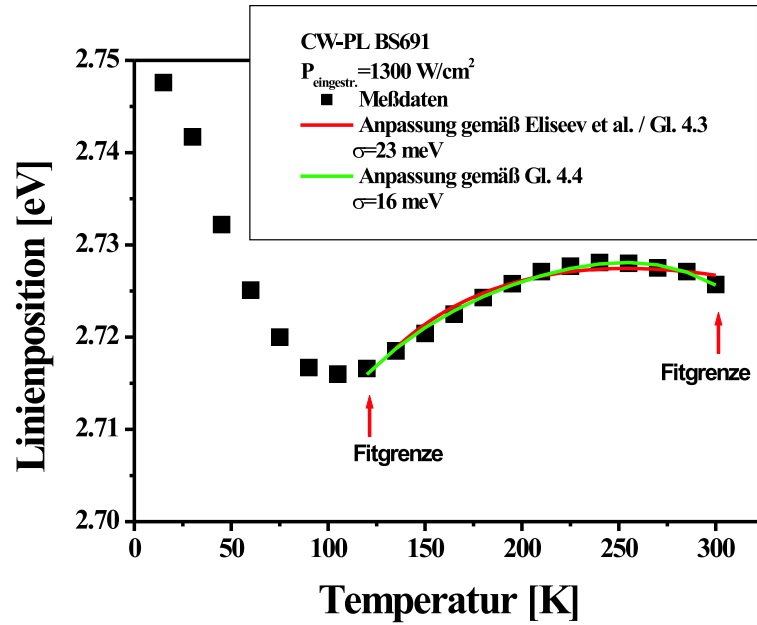


Abbildung 4.20: Emissionsenergie der Hauptemission der Struktur BS691 aufgetragen über der Temperatur. Der S-Shift des Verlaufs deutet auf Lokalisation in den GaInN-Quantenfilmen, obwohl eine entsprechende Aktivierungsenergie in den Quantenausbeuteverläufen nicht hervortritt.

Dass aber trotz der fehlenden Relevanz der Lokalisationsenergie in den Verläufen der Quantenausbeute bei Strukturen mit V-Defekt-Barrieren Lokalisation in den GaInN-Quantenfilmen auftritt, erkennt man an der Temperaturabhängigkeit der Emissionsenergie. Auch die Strukturen mit V-Defekten weisen eine Abweichung von der Temperaturabhängigkeit nach Varshni (Gleichung 2.1) bzw. der Gleichung 2.2 auf. Sie zeigen den sogenannten S-Shift [61]. Für die Struktur BS691 ist die Emissionsenergie über der Temperatur in Abbildung 4.20 zu sehen. Der Verlauf kann mit den Funktionen

$$E_g(T) = E_g(T = 0K) - \frac{AT^2}{T + B} - \frac{\sigma^2}{k_B T} \quad (4.3)$$

bzw.

$$E_g(T) = E_g(T = 0K) - a_B \left(1 + \frac{2}{e^{\frac{\sigma}{T}} - 1}\right) - \frac{\sigma^2}{k_B T} \quad (4.4)$$

angepasst werden. Der Parameter σ ist ein Maß für die Lokalisationsenergie. Er liegt mit 23 meV bzw. 16 meV deutlich unterhalb der niedrigsten Aktivierungsenergie aus der Quantenausbeutemessung (52 meV) für diese Struktur.

- Die Exzitonenbindungsenergie, die abhängig von der Quantenfilmbreite 20 bis 60 meV betragen sollte [98], tritt fast immer als Aktivierungsenergie bei den untersuchten Strukturen auf. Durch die Exzitonenbindung wird die strahlende Rekombinationswahrscheinlichkeit heraufgesetzt. Allen nichtstrahlenden Prozessen werden dadurch Ladungsträger vorenthalten, da diese schneller strahlend rekombinieren. Dies gilt

uneingeschränkt auch für die Strukturen mit V-Defekt-Barrieren.

3. Die Aktivierung von Ladungsträgern über Potentialbarrieren tritt bei den Strukturen mit V-Defekt-Quantenfilmen in zweierlei Form auf. Zum einen können Ladungsträger bei genügend thermischer Energie aus den Quantenfilmen in die GaN-Barrieren entkommen. Diese Barrieren umgeben die Hauptemissionsquantenfilme an jeder Stelle. Zum anderen kann auch eine Aktivierung der Ladungsträger in die höherenergetischen V-Defekt-GaInN-Quantenfilme stattfinden, über die die nicht-strahlenden Rekombinationszentren erreichbar werden. Eine Aktivierung in die V-Defekt-Barrieren bedarf weniger thermischer Energie der Ladungsträger. Es kann folglich sowohl eine Aktivierungsenergie entsprechend der GaN-Barrierenhöhe und eine, die den V-Defekt-Barrieren entspricht, vorhanden sein. Beide Potentialbarrierenhöhen können zudem noch mit dem vollen Energieunterschied zum c-Flächen-Quantenfilm oder mit dem halben Energieunterschied als Aktivierungsenergie auftreten [169]. Dies macht eine Unterscheidung beider Prozesse besonders für blau emittierende Strukturen schwer, da die Barrieren der V-Defekt-Quantenfilme in diesem Fall ungefähr halb so hoch sind wie die GaN-Barrieren.

Der Abfall der internen Quantenausbeute kann nach diesen Überlegungen im untersuchten Temperaturbereich von 15 K bis 300 K von bis zu sechs Aktivierungsenergien bestimmt sein. Oftmals treten aber einige Aktivierungsenergien in den Quantenausbeuteverläufen nicht hervor, weil im relevanten Temperaturbereich der Einfluss anderer Prozesse auf die Quantenausbeute bedeutender ist (siehe oben: Lokalisation bei V-Defekt-Präsenz), oder weil sie zu hoch sind, um die Quantenausbeuteverläufe bis 300 K noch wesentlich zu beeinflussen. Allerdings ist auch schon eine Anpassung der Quantenausbeuteverläufe mit mehr als zwei Aktivierungsenergien problematisch, da die exponentiellen Abfälle schwer voneinander zu trennen sind und geringe Intensitätsschwankungen in den Messungen sich sofort auf die ermittelten Aktivierungsenergien auswirken. Zum Beispiel können Fabry-Perot-Interferenzen die Quantenausbeuteverläufe stark beeinflussen, wenn sich mit zunehmender Temperatur das Emissionsspektrum der Struktur über die Extrema der Interferenzen verschiebt. Diese Einflüsse sind nur schwer abzuschätzen und von Probe zu Probe unterschiedlich. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass sie den Großteil des Fehlers für die Bestimmung der Aktivierungsenergien verantworten. Die Abweichungen der theoretischen Anpassungen von den Messdaten fallen dagegen im allgemeinen gering aus.

Für Strukturen mit V-Defekten sind die ermittelten höchsten Aktivierungsenergien in Abbildung 4.21 in einem Korrelationsplot gegen die halben effektiven Barrierenhöhen [169] von GaN-Barrieren und V-Defekt-Quantenfilmbarrieren aufgetragen. Die vollen effektiven Barrierenhöhen würden in den vorgenommenen Quantenausbeutemessungen als Aktivierungsenergien besonders bei den langwellig emittierenden Strukturen mit hohen Barrieren gar nicht erst auftreten, da sie Abfällen der Quantenausbeute bei Temperaturen von mehreren 100°C entsprechen. Eine Korrelation der Aktivierungsenergien mit der V-Defekt-Barrierenhöhe ist zu erkennen. Eine Aktivierung von Überschussladungsträgern über die GaN-Barrieren ist aus den Aktivierungsenergien kaum ersichtlich. Dies zeigt, dass für die nichtstrahlende Rekombination die Aktivierung von Ladungsträgern in die

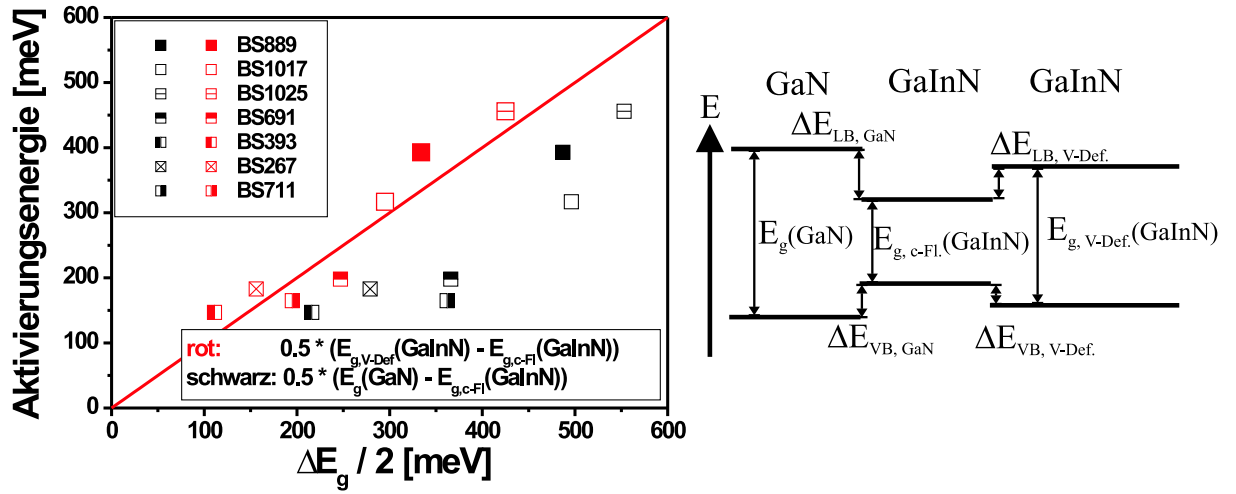


Abbildung 4.21: Korrelationsplot der an Quantenausbeuteverläufen angepassten Aktivierungsenergien mit der Hälfte [169] der Höhe der effektiven Potentialbarrieren für Ladungsträger in den (0001)-Quantenfilmen (links). Die roten Symbole geben die halbe Energiedifferenz zwischen den Bandlücken der V-Defekt-Quantenfilme und den c-Flächen-Quantenfilmen an. Die schwarzen Symbole zeigen die halben Energiedifferenzen zwischen den GaN-Barrieren und den c-Flächen-Quantenfilmen. Die durchgezogene, rote Linie ist die Korrelationsgerade. Rechts ist das Schema zu den Barrieren für Ladungsträger aus den c-Flächen-Quantenfilmen zu sehen.

V-Defekt-Quantenfilme eine weitaus größere Relevanz hat, als die Aktivierung von Ladungsträgern in die GaN-Barrieren. Liegen die Aktivierungsenergien für das Entkommen der Ladungsträger in die V-Defekt-Barrieren leicht oberhalb der Korrelationsgraden, wie es für fünf der sieben untersuchten Strukturen der Fall ist, kann dies darauf deuten, dass auch eine Aktivierung von Ladungsträgern in die GaN-Barrieren einen kleinen Einfluss auf die Quantenausbeuteverläufe hat. Generell deuten die hier ermittelten Aktivierungsenergien aber eindeutig auf einen nichtstrahlenden Verlustprozess, der darauf basiert, dass Ladungsträger aus den c-Flächen-Quantenfilmen in die V-Defekt-Quantenfilme angeregt werden.

Da der energetische Abstand der effektiven Bandlücken der Quantenfilme auf den c-Flächen und den V-Defekt-Facetten die Potentialbarrierenhöhe festlegt, sollten generell Strukturen, bei denen die beiden detektierten Emissionen weiter auseinander liegen, einen geringeren Ladungsträgerverlust für die Hauptemission aus den c-Flächen-Quantenfilmen aufweisen und tendenziell eine höhere interne Quantenausbeute bei Raumtemperatur besitzen (vgl. Abbildung 4.21).

$$\Delta E_{\text{Barriere, V-Def}} = \Delta E_{\text{LB, V-Def}} + \Delta E_{\text{VB, V-Def}} \quad (4.5)$$

$$= E_{g, \text{V-Def}}(\text{GaInN}) - E_{g, \text{c-Fl}}(\text{GaInN}) \quad (4.6)$$

Dies gilt insbesondere dann, wenn Strukturen verglichen werden, die gleiche Energielagen der Hauptemissionen aber unterschiedliche hochenergetische Emissionen aufweisen, da in diesem Fall Einflüsse der GaN-Barrieren auf eventuelle Unterschiede in der Quantenausbeute ausgeschlossen werden können.

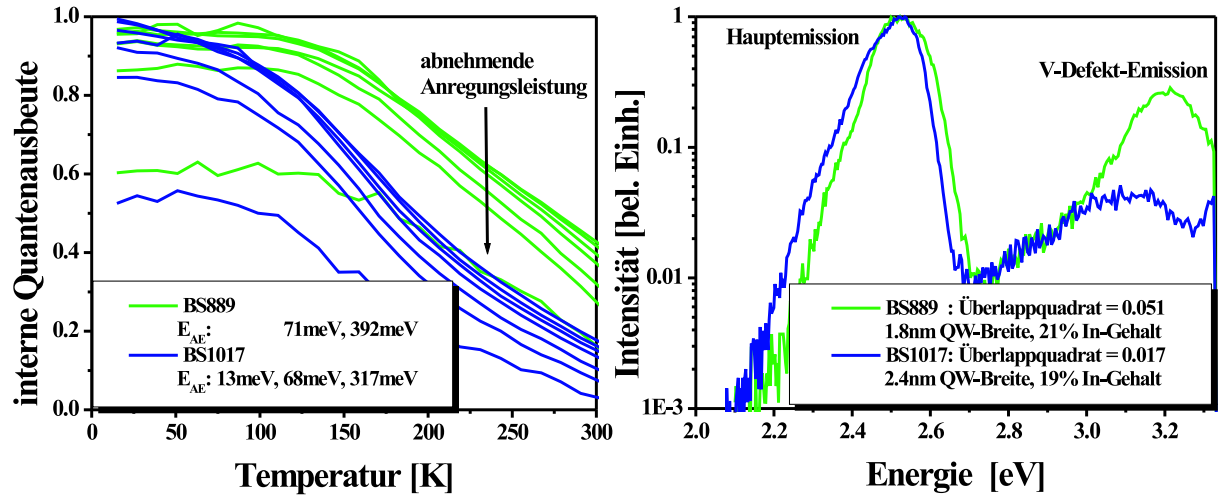


Abbildung 4.22: Verläufe der internen Quantenausbeute zweier GaInN/GaN-DQW-Strukturen mit unterschiedlicher Energiedifferenz zwischen Hauptemission und V-Defekt-Emission. Die höhere interne Quantenausbeute bei Raumtemperatur der Probe BS889 kann durch höhere V-Defekt-Barrieren aber auch durch einen höheren Überlapp der Elektronen- und Löcherwellenfunktionen bedingt sein. Die Aktivierungsenergien für die nichtstrahlenden Verlustprozesse, gemittelt aus Anpassungen an mehreren Quantenausbeuteverläufen, und die Überlappquadrate für die c-Flächen-Quantenfilme sind angegeben.

Ein direkter Nachweis für eine höhere Quantenausbeute bei Raumtemperatur bei Quantenfilmstrukturen mit höheren Barrieren gestaltet sich aber schwierig, wie im folgenden gezeigt wird. In Abbildung 4.22 sind als Beispiel die temperaturabhängigen internen Quantenausbeuteverläufe bei verschiedenen Leistungen von zwei GaInN-DQWs und ihre zeitintegrierten Photolumineszenzspektren bei tiefen Temperaturen dargestellt. Die unterschiedliche Energiedifferenz zwischen Hauptemission und V-Defekt-Emission spiegelt sich in den höchsten Aktivierungsenergien für die nichtstrahlenden Prozesse wieder, die an die Quantenausbeuteverläufe angepasst wurden. Da die Emissionslagen der Hauptemission und der V-Defekt-Emission durch das gleichzeitige Wachstum miteinander gekoppelt sind, ist eine unterschiedliche Energiedifferenz bei einer Beibehaltung der Emissionsenergie für die Quantenfilme der c-Flächen bei zwei Proben nur durch gleichzeitige Veränderungen der Quantenfilmbreite über die Wachstumszeit und des In-Gehaltes über die Wachstumstemperatur der Quantenfilme einstellbar. Dies hat aber, wie im Beispiel der beiden Proben BS889 und BS1017 die Folge, dass das Überlappquadrat der Elektronen- und Löcherwellenfunktionen und damit die Wahrscheinlichkeit für die strahlende Rekombination variiert. Die höhere strahlende Rekombinationswahrscheinlichkeit in den Quantenfilmen der Probe BS889 trägt wesentlich dazu bei, dass die temperaturabhängigen Quantenausbeuten höher liegen als bei der Probe BS1017. Die interne Quantenausbeute bei Raumtemperatur kann nicht allein den höheren Barrieren zugesprochen werden.

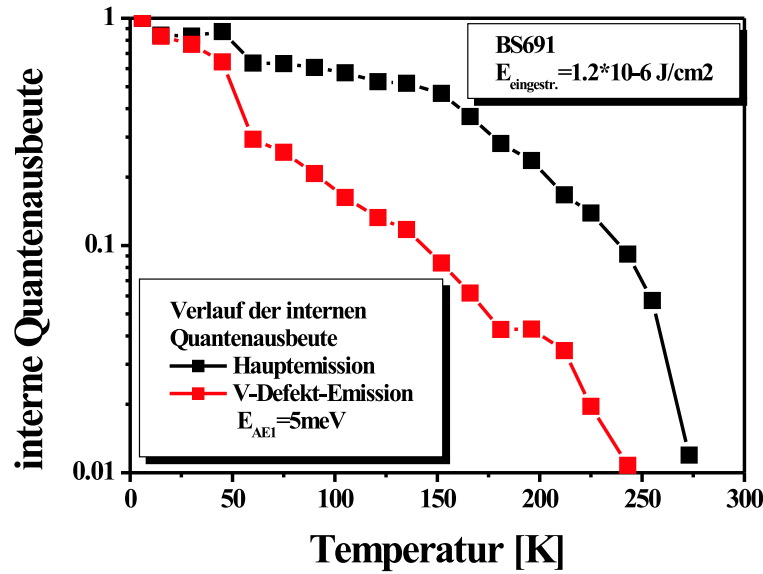
Bei der Betrachtung der internen Quantenausbeuteverläufe sollte noch angemerkt werden, dass der Abfall der Quantenausbeute in einigen der hier vorliegenden Strukturen mit V-Defekten schon bei Temperaturen um 100 K beginnt, die noch weit davon entfernt sind,

einer Aktivierung über die V-Defekt-Barrieren zu entsprechen. So taucht zum Beispiel bei BS1017 auch schon bei Temperaturen unter 100 K ein leichter Abfall der Quantenausbeute auf. Die Lokalisation und die Exzitonenbindung bestimmen zwar in diesem Temperaturbereich den Verlauf der internen Quantenausbeute, aber sie zeigen entgegen der Aktivierung über die V-Defekt-Barrieren keinen konkreten nichtstrahlenden Verlustprozess von Ladungsträgern in den Quantenfilmen der c-Fläche auf. Mehrere Ursachen könnten für die nichtstrahlende Rekombination bei Temperaturen unter 100 K verantwortlich sein. Zunächst gibt es trotz der hohen Wirksamkeit der V-Defekt-Barrieren zur Unterdrückung der nichtstrahlenden Rekombination keinen eindeutigen Beleg dafür, dass alle Versetzungen mit V-Defekt-Barrieren von den Quantenfilmen auf den c-Flächen separiert sind. Versetzungen, die nicht durch Potentialbarrieren von den (0001)-Quantenfilmen getrennt sind, könnten auch bei Temperaturen, bei denen Ladungsträger gerade die Lokalisation überwinden, als nichtstrahlende Zentren wirken. Auch ein Tunneln von Ladungsträgern aus den Quantenfilmen der c-Flächen durch die Potentialbarrieren der V-Defekte in die Zustände der Versetzungen ist ein nichtstrahlender Verlustprozess, der auch bei tiefen Temperaturen stattfinden kann. Dies insbesondere dann, wenn die V-Defekte nur eine geringe Tiefe besitzen und damit die Tunnelstrecke klein wird. Des weiteren besteht auch die Möglichkeit, dass die Durchstoßversetzungen nicht alle nichtstrahlenden Rekombinationsstellen der Struktur bilden. Einige nichtstrahlende Zentren könnten auch in Form von Punktdefekten in den Quantenfilmen vorliegen und wären so von Ladungsträgern mit geringer thermischer Energie erreichbar.

Neben der Wirksamkeit der V-Defekt-Barrieren unter Betrachtung der Barrierenhöhe wurde auch die Wirksamkeit bei unterschiedlicher räumlicher Ausdehnung der V-Defekt-Barrieren überprüft. Zwei Probenserien konnten für diese Untersuchung herangezogen werden. Zunächst wurden die Quantenausbeuten der GaInN/GaN-DQW-Serie BS267, BS268 und BS269 bestimmt. Hier lag die Hauptemission der Probe BS269 300 meV unterhalb der Hauptemissionen von BS267 und BS268 (vgl. Abbildung 4.7). Deshalb wurden an der SQW-Serie BS1170, BS1171 und BS1185 mit ebenfalls unterschiedlicher V-Defekt-Ausprägung aber geringeren Unterschieden in der Emissionsenergie (vgl. ebenfalls Abbildung 4.7) die Quantenausbeutemessungen wiederholt. Die internen Quantenausbeuten bei Raumtemperatur und die mittleren V-Defekt-Tiefen sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Die Rotverschiebung der Hauptemission bei der Präsenz von V-Defekten fiel

Probe	BS269	BS267	BS268
V-Defekt-Tiefe [nm]	>150	76	38
interne QA [%]	22	21	22
Probe	BS1170	BS1171	BS1185
V-Defekt-Tiefe [nm]	95	18	0
interne QA [%]	22	31	1

Tabelle 4.2: Aus leistungs- und temperaturabhängiger CW-Photolumineszenz ermittelte interne Quantenausbeuten bei Raumtemperatur und für $P_{\text{eingestr}} = 1.3 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ für Strukturen mit verschiedener Ausprägung der V-Defekte.



Abbildungung 4.23: Vergleich der temperaturabhängigen Quantenausbeute von Hauptemission und V-Defekt-Emission bei der SQW-Struktur BS691. Der starke Abfall der Quantenausbeute der V-Defekt-Emission bei tiefen Temperaturen entspricht einer Aktivierungsenergie von 5 meV.

bei der SQW-Serie, wahrscheinlich wegen der geringeren Ausprägung der V-Defekte, mit rund 200 meV kleiner aus. Eine exakt gleiche Energielage der Hauptemission, bedingt durch gleiche Quantenfilmbreiten und In-Gehalte würde die Aussagen der Quantenausbeutemessungen eindeutiger machen. In den vorliegenden Fällen können unterschiedliche Barrierenhöhen für die Quantenfilme der Strukturen vorhanden sein und das Entkommen von Ladungsträgern über diese Barrieren als relevanter nichtstrahlender Verlustprozess kann in die Quantenausbeute eingehen. Auch unterschiedliche strahlende Rekombinationswahrscheinlichkeiten aufgrund verschiedener Quantenfilmbreiten müssten bei diesen Proben berücksichtigt werden. Trotzdem kann aus Tabelle 4.2 geschlossen werden, dass die interne Quantenausbeute schon ab V-Defekt-Tiefen von rund 18 nm unabhängig von den Ausmaßen der V-Defekte wird. Eine weitergehende Ausprägung der V-Defekte scheint an der Quantenausbeute, also an der Wirksamkeit der V-Defekte als Barrieren um die nichtstrahlenden Zentren, nichts mehr zu ändern. Sind die V-Defekte jedoch nicht mehr vorhanden, sinkt die interne Quantenausbeute bei Raumtemperatur auf rund 1 % ab.

Zu erwähnen bleibt noch der Verlauf der internen Quantenausbeute für die Emissionen aus den V-Defekt-Quantenfilmen. In diesen Quantenfilmen hindert nichts außer der Lokalisation die optisch erzeugten Ladungsträger daran, die Durchstoßversetzungen zu erreichen, die als Zentren nichtstrahlender Rekombinationen wirken. In Abbildung 4.23 ist der temperaturabhängige Verlauf der internen Quantenausbeute, wie er aus zeitintegrierten Photolumineszenzmessungen mit gepulster Anregung aufgenommen wurde, für beide Emissionen der Struktur BS691 dargestellt. Die Hauptemission zeigt einen Quantenausbeuteverlauf, der erst bei Temperaturen ab 150 K einen verstärkten Abfall aufweist.⁵ Die

⁵Die internen Quantenausbeuten, die in den Experimenten mit der zeitaufgelösten Photolumineszenz bestimmt wurden, fielen immer geringer aus als die, die bei der CW-Photolumineszenz ermittelt

V-Defekt-Emission fällt jedoch schon bei Temperaturen um 50 K stark ab. Diese Temperatur entspricht einer Aktivierungsenergie von 4 bis 5 meV, was den Lokalisationsenergien gleicht, die auch für die Hauptemissionen einer Vielzahl von Strukturen ermittelt wurden. In Abschnitt 4.1.4 wird zusätzlich gezeigt, dass aufgrund der unmittelbaren Nähe von Durchstoßversetzungen und den Regionen niedriger Bandlücke der Quantenfilme auf den c-Flächen eine interne Quantenausbeute von 1 in den V-Defekt-Quantenfilmen wohl auch bei Temperaturen von 6 K nicht angenommen werden darf. In der Abbildung 4.23 wurde darüber hinweggesehen.

Ergebnisse

In diesem Abschnitt konnte über die Korrelation der Emissionsenergiedifferenz zwischen Hauptemission und V-Defekt-Emission mit den bestimmten Aktivierungsenergien für nichtstrahlende Verlustprozesse quantitativ nachgewiesen werden, dass die Barrieren, die von V-Defekt-Quantenfilmen um die Durchstoßversetzungen gebildet werden, die interne Quantenausbeute der untersuchten GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen mitbestimmen. Die Energiedifferenz zwischen den Bandlücken der Quantenfilme auf den c-Flächen und den V-Defekt-Facetten legt die Barrierenhöhe fest.

Prinzipiell sollte die Barrierenhöhe für grün emittierende GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen ansteigen (die Energiedifferenz zwischen Hauptemission und V-Defekt-Emission ist in diesen Strukturen größer) und für höhere interne Quantenausbeuten bei Raumtemperatur sorgen. Zweierlei Effekte können dem Vorteil höheren Barrieren um die nichtstrahlenden Zentren entgegenwirken. Zum einen muss bei grün emittierenden Strukturen entweder die Quantenfilmbreite oder die In-Konzentration erhöht werden. Beides führt zu einem geringeren Wellenfunktionsüberlapp im feldüberlagerten Quantenfilm und zu geringeren strahlenden Rekombinationswahrscheinlichkeiten. Dies kann nur teilweise kompensiert werden, indem bei einer Erhöhung der In-Konzentration gleichzeitig die Quantenfilmbreite reduziert wird. Zweitens deuten die Quantenausbeuteverläufe, die schon bei Temperaturen um 100 K abfallen, bei denen ein Entkommen von Ladungsträgern über die V-Defekt-Barrieren unwahrscheinlich ist, an, dass im geringen Umfang auch nichtstrahlende Rekombinationskanäle für Ladungsträger der c-Flächen-Quantenfilme vorhanden sein müssen, die nicht durch Barrieren abgeschirmt sind. Sollten Punktdefekte in den c-Flächen-Quantenfilmen für die zusätzliche nichtstrahlende Rekombination verantwortlich sein, könnten diese durch niedrige Wachstumstemperaturen, die für hohe In-Gehalte (grün emittierende Quantenfilme) nötig, für ein fehlerfreies Kristallwachstum aber hinderlich sind [170], vermehrt generiert werden.

Die Lokalisation von Ladungsträgern zur Unterbindung nichtstrahlender Rekombinationsprozesse ist kaum relevant für die interne Quantenausbeute, wenn V-Defekte vorhanden sind. Trotzdem ist eine schwache Lokalisation in allen untersuchten GaInN-Quantenfilmstrukturen nachweisbar.

Für die Funktion der V-Defekt-Quantenfilme als effiziente Barrieren um die Durchstoß-

wurden. Die Aktivierungsenergien, die in beiden Messmethoden bestimmt wurden, waren aber jeweils gleich. Grund für die Diskrepanz ist möglicherweise der Anregungsleistungsunterschied zwischen den Experimenten, oder die gepulste Anregung im Fall der zeitaufgelösten Photolumineszenz. Vertiefende Untersuchungen wurden dazu nicht vorgenommen.

versetzungen scheint eine V-Defekt-Tiefe von rund 20 nm auszureichen. Alle Strukturen mit tieferen V-Defekten zeigten interne Quantenausbeuten bei Raumtemperatur von mindestens 10 %. Da die Durchstoßversetzungen Durchmesser von 5 bis 10 nm haben, und da Tunneleffekte von Ladungsträgern erst bei Barrierendicken von etwa 5 nm gut unterbunden werden, kann eine V-Defekt-Tiefe von 15 bis 20 nm als untere Grenze der Wirksamkeit der V-Defekte als Barrieren angenommen werden. Bei geringeren V-Defekt-Tiefen, also schmaleren Barrieren um die Versetzungen sollte ein Einbruch der internen Quantenausbeute bei höheren Temperaturen stattfinden, da Ladungsträger die Versetzungen durch Tunneln erreichen können. Der Einbruch der Quantenausbeute sollte gegen einen Wert von rund 1 % bei Raumtemperatur streben, wenn die V-Defekte ganz verschwinden, wie es bei den beiden Proben BS342 und BS1185 der Fall ist.

4.1.4 Rekombinationsdynamik von Überschussladungsträgern in V-Defekt-durchsetzten Quantenfilmen

Die Zerfallsdynamik der Photolumineszenzintensität aus GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen nach gepulster Anregung ist durch eine Vielzahl von Effekten beeinflusst. Die Auswirkung der piezoelektrischen Felder auf die effektive Rekombinationszeit (vgl. Abschnitt 2.2), die Abschirmung der Felder durch hohe Ladungsträgerdichten und die Lokalisation von Ladungsträgern (vgl. Abschnitt 3.1.2) wurden schon angesprochen. Diese Effekte überlagern die ladungsträgerdichteabhängige Rekombinationsdynamik, die sich aus dem Zusammenspiel von strahlender und nichtstrahlender Rekombination und im Fall der strahlenden aus der Rekombination freier Ladungsträger und der exzitonischen Rekombination ergibt.

Bevor auf die Auswirkungen von V-Defekten auf die Rekombinationsdynamik in GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen eingegangen wird, sollen in diesem Abschnitt zunächst die für die Zerfallsdynamik der Photolumineszenz relevanten Prozesse aufgezeigt werden.

Der die Zerfallsdynamik bestimmende Parameter ist der Überlapp der Elektronen- und Löcherwellenfunktionen im Quantenfilm. Er ist abhängig von der Quantenfilmbreite und dem In-Gehalt (vgl. Abbildung 4.11) und bestimmt zumindest bei tiefen Temperaturen in dominierender Weise die Geschwindigkeit, mit der die Photolumineszenz abklingt. In Abbildung 4.24 wird für Messungen bei $T = 4.2$ K bzw. 6 K gezeigt, wie mit zunehmender Quantenfilmdicke oder zunehmendem In-Gehalt die Rekombinationszeiten $\tau_{\text{eff,kurz}}$, am Anfang der Zerfallsdynamik, und $\tau_{\text{eff,lang}}$, am Ausläufer der Zerfallsdynamik, größer werden (vgl. auch [45]). In beiden Fällen ist der Anstieg der Rekombinationszeit durch eine Verminderung des Wellenfunktionsüberlapps im Quantenfilm bedingt.

Bei tiefen Temperaturen können nichtstrahlende Rekombinationsprozesse vernachlässigt werden. Bei den in der zeitaufgelösten Photolumineszenz verwendeten Anregungsleistungen und den durch die Probenstruktur gegebenen absorbierenden Schichtdicken werden in den Quantenfilmen Überschussladungsträgerdichten von rund 10^{10} bis $10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$ erzeugt. Diese Ladungsträgerdichten und die tiefen Temperaturen bedingen eine strahlende Rekombination, die exzitonisch dominiert ist. Die Photolumineszenzintensität sollte dementsprechend über mehrere Größenordnungen einfach exponentiell abklingen, bis bei

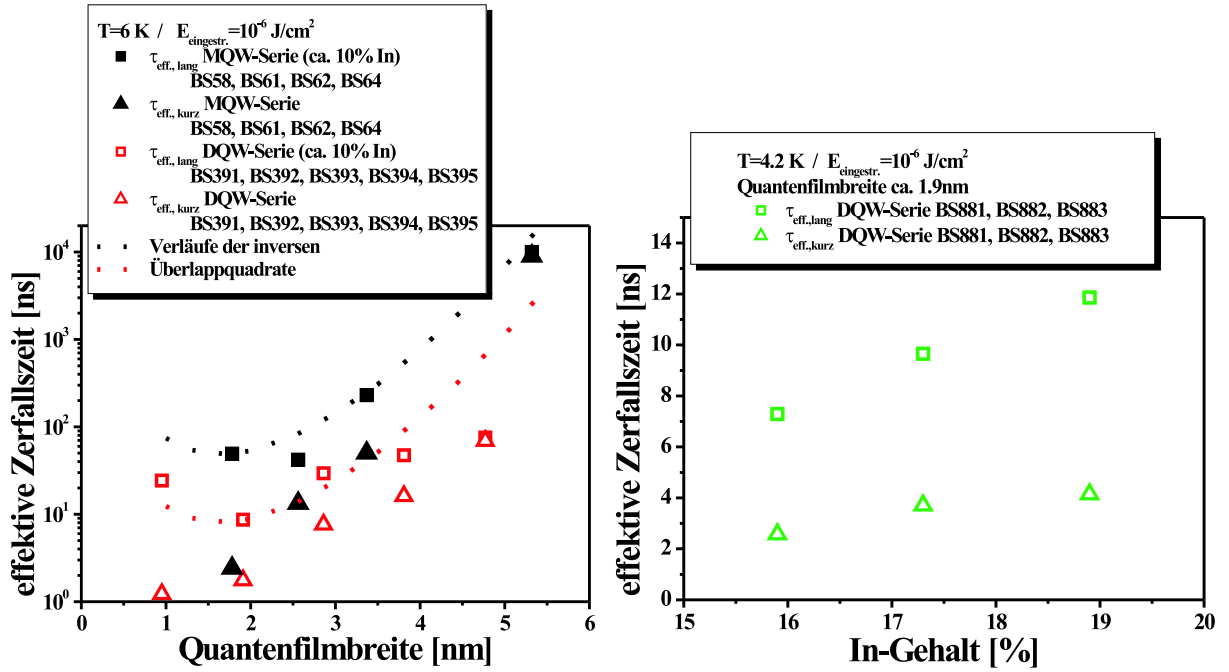


Abbildung 4.24: Effektive Rekombinationszeiten $\tau_{\text{eff, kurz}}$ und $\tau_{\text{eff, lang}}$, ermittelt aus Photolumineszenzzerfalldynamiken von GaInN/GaN-Strukturen mit variierender Quantenfilmbreite (MQW-Serie BS58, BS61, BS62 und DQW-Serie BS391, BS392, BS393, BS394, BS395 / links) und variierendem In-Gehalt (DQW-Serie BS881, BS882, BS883 / rechts). Die gepunkteten Linien geben den Verlauf des inversen Überlappquadrats, bestimmt aus den Eigenfunktionen einer Simulationsrechnung für einen Quantenfilm mit 10% Indium und normiert auf die kleinsten Werte von $\tau_{\text{eff, lang}}$, wieder. Der Unterschied der Rekombinationszeiten der MQW- (10-fach-QWs) und der DQW-Serie mit variierender Quantenfilmdicke zeigt, dass diese Serien nicht uneingeschränkt miteinander vergleichbar sind.

niedrigeren Ladungsträgerdichten die strahlende Rekombination freier Ladungsträger Einfluss auf die Rekombinationsdynamik gewinnen kann.

In Abbildung 4.25 (links) ist als Beispiel die Photolumineszenzzerfalldynamik der Struktur BS221 bei $T = 50 \text{ K}$, gemessen auf der mittleren Emissionswellenlänge der zeitintegrierten Emissionslinie und über die gesamte Emissionslinie integriert⁶ dargestellt. Die Rekombination ist in beiden Fällen nicht einfach exponentiell abklingend, was den Er-

⁶Die zeitlich aufgelöste Photolumineszenzemission verschiebt von der Hochenergieflanke der zeitlich integrierten Emission bei kurzen Zeiten nach der Anregung zur Niederenergieflanke bei langen Zeiten nach der Anregung (vgl. Abbildung 4.14). Das Intensitätssignal fällt bei der Messung auf der mittleren Emissionswellenlänge folglich zu Anfang langsamer ab als bei der integrierten Emissionsintensität. Nachdem das zeitaufgelöste Spektrum mit fortschreitender Zeit die mittlere Wellenlänge der integrierten Emission passiert hat, sinkt die Intensität auf der mittleren Emissionswellenlänge anschließend schneller als bei den zeitaufgelösten Spektren. Die Folge ist eine geringere Krümmung der Zerfalldynamik im Fall der Messungen auf der mittleren Emissionswellenlänge als bei den über das Spektrum integrierten, zeitaufgelösten Messungen. Angedeutet ist dies durch die Rekombinationszeiten $\tau_{\text{eff, kurz}}$ und $\tau_{\text{eff, lang}}$ in Abbildung 4.25 (oben). Dieses unterschiedliche Verhalten sollte berücksichtigt werden, wenn im folgenden Schlüsse aus den zeitaufgelösten Rekombinationsverhalten von Messungen gezogen werden, die hauptsächlich auf der Mittelwellenlänge der zeitintegrierten Spektren vorgenommen wurden.

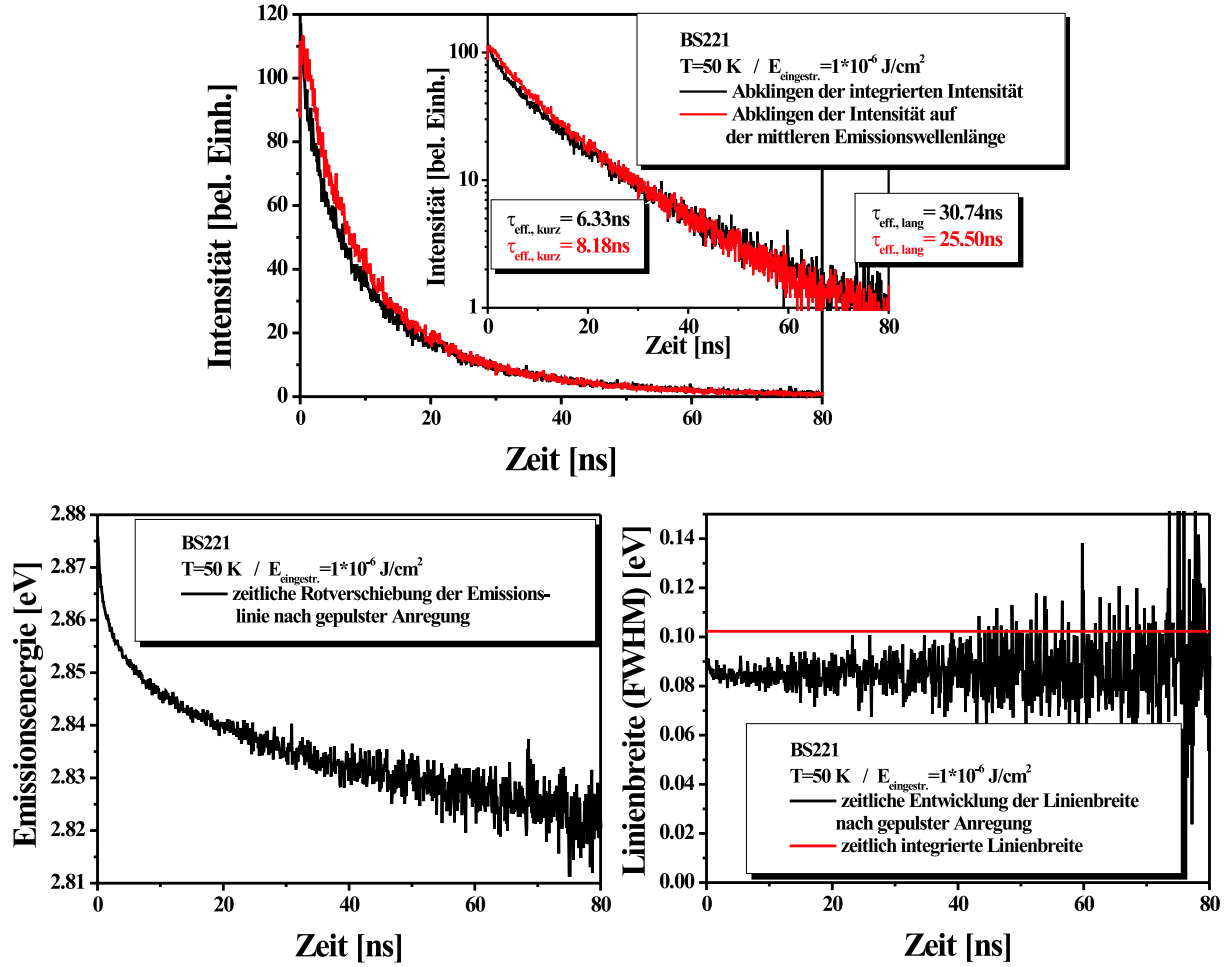
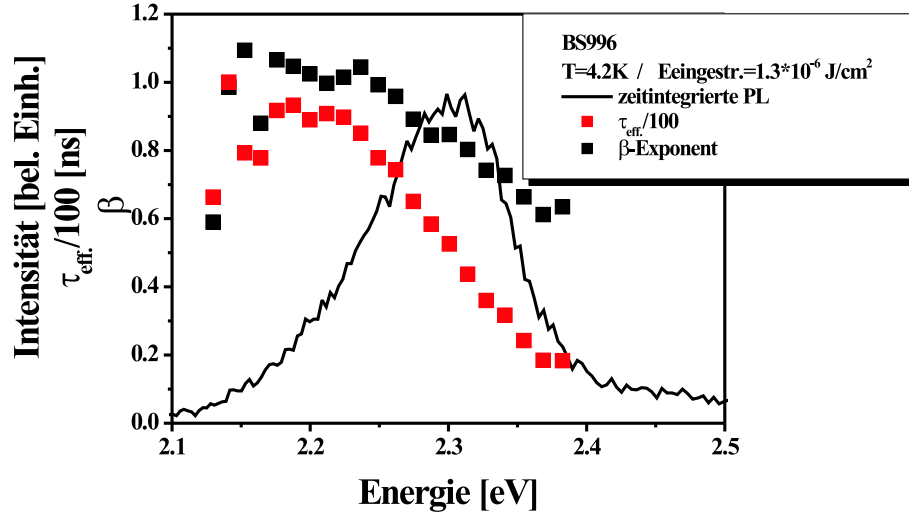


Abbildung 4.25: Abklingverhalten der Photolumineszenz bei gepulster Anregung für die Struktur BS221 (oben). Die zeitaufgelöste Zerfalldynamik der Intensität und die Zerfalldynamik, gemessen auf der mittleren Emissionswellenlänge weisen geringe Unterschiede auf. Zeitliche Entwicklung der Emissionsenergie (unten, links) und der Linienbreite der Emission (unten, rechts) nach gepulster Anregung.

wartungen an eine exzitonic dominierte Rekombination widerspricht.

Für diesen nichtexponentiellen Charakter der Photolumineszenzzerfalldynamik gibt es mehrere mögliche Ursachen. Wie im Abschnitt 3.1.2 (Abbildung 3.5) anhand der zunehmenden Rotverschiebung während des Photolumineszenzzerfalls bei Strukturen mit breiteren Quantenfilmen erwähnt, tritt bei den verwendeten Anregungsleistungen eine teilweise Abschirmung der piezoelektrischen Felder im Quantenfilm auf. Dies führt zu einer beschleunigten Rekombination bei höherer Energie unmittelbar nach dem Anregungspuls. Die Abschirmung baut sich jedoch durch fortschreitende Rekombination schnell ab. Die Emission wird langwelliger, die Rekombination wird langsamer und der exponentielle Abfall der Rekombinationsdynamik wird gedehnt. In Abbildung 4.25 (unten, links) ist die Verschiebung der Emissionsenergie mit zunehmender Zeit nach dem Anregungspuls für die Struktur BS221 bei $T = 50\text{ K}$ dargestellt. Die Emissionsenergie verschiebt sich bei allen Temperaturen einhergehend mit dem Zerfall der Photolumineszenzintensität und folglich



Abbildungung 4.26: Zeitintegriertes Emissionsspektrum der Struktur BS996 zusammen mit den effektiven Rekombinationszeiten und den β -Exponenten aus Anpassungen von gedehnten Exponentialfunktionen an die Photolumineszenzzerfallskurven bei verschiedenen Wellenlängen über der Emission.

mit der Ladungsträgerdichte. Die Verschiebung findet bis zum vollständigen Abklingen der Photolumineszenz statt.

In einem alternativen Modell wird das zeitliche Verhalten des Photolumineszenzzerfalls aus den GaInN-Quantenfilmen durch die Lokalisation von Ladungsträgern erklärt [47, 171]. Lokalisationsstellen, Regionen im Quantenfilm mit höherem In-Gehalt und verminderter Bandlücke, werden durch erhöhte Ladungsträgerkonzentrationen nach der gepulsten Anregung aufgefüllt. Die hohe Dichte von Ladungsträgern an diesen Orten bewirkt eine schnelle Rekombination und die Auffüllung der Lokalisationsstellen eine Blauverschiebung der Emission. Beides wird durch die Abnahme der Überschussladungsträgerdichte bei fortschreitender Rekombination vermindert. Die Emission verschiebt zu niedrigeren Energien und die Rekombinationsgeschwindigkeit vermindert sich. In diesen beiden Aspekten der zeitaufgelösten Rekombination verhalten sich die Modelle der Lokalisation und der piezoelektrischen Felder identisch. Eine Unterscheidung der beiden Mechanismen sollte prinzipiell durch die zeitliche Entwicklung der Emissionslinienbreite möglich sein. Bei dem Lokalisationsmodell sollte mit fortschreitender Zeit die hochenergetische Flanke der Emissionslinie wegfallen, da die hochenergetischeren Zustände in den Lokalisationsstellen weniger stark besetzt sind. Hier wäre eine Verminderung der Emissionslinienbreite mit der Zeit zu erwarten. Bei dem Modell der Abschirmung der piezoelektrischen Felder bestimmt unter anderem das Produkt aus Feld und Quantenfilmbreitefluktuation die Linienbreite $\delta L_z \cdot F$ (vgl. Gleichung 2.9). Die Linienbreite sollte folglich mit der Zeit und der Verminderung der Abschirmung durch geringere Ladungsträgerdichten zunehmen. In Abbildung 4.25 (unten) ist die zeitliche Entwicklung der Linienbreite für die Struktur BS221 bei $T = 50\text{ K}$ dargestellt. Sie ist charakteristisch sowohl für andere Strukturen als auch für andere Temperaturen. Eine eindeutige Veränderung der Linienbreite des zeitaufgelösten Photolumineszenzsignals mit der Zeit ist nicht zu erkennen. Die zeitaufgelöste Linienbreite ist auch nur wenige meV schmaler als die zeitintegrierte Linienbreite. Das

zeitliche Verhalten der Rekombination kann mit den bisher vorliegenden Untersuchungen auch nicht über die Linienbreiten einem der beiden Modelle zugeordnet werden.

Der Einfluss der Lokalisation auf die Zerfallsdynamik kann jedoch aufgrund der Lokalisationsenergien, die in Abschnitt 4.1.3 bestimmt wurden, eingeschränkt werden. Die dort ermittelten Lokalisationsenergien von maximal 15 meV fallen deutlich geringer aus als die zeitliche Energieverschiebung mit rund 50 meV. Der das zeitliche Rekombinationsverhalten dominierende Mechanismus scheint somit die Abschirmung der piezoelektrischen Felder zu sein. Ein zusätzlicher Einfluss durch Auffüllungen von Lokalisationsstellen kann aber nicht ausgeschlossen werden.

Ein weiteres auf der getrennten Lokalisation von Ladungsträgern basierendes Modell, das ein nichtexponentielles Abklingen der Photolumineszenz erklären kann, wurde von Morel et al. [141] für GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen vorgeschlagen. Elektronen und Löcher können demnach auch getrennt lokalisiert in den Quantenfilmen vorliegen, was die Nichtexponentialität der Photolumineszenzzerfallsdynamik unabhängig von der Anregungsleistung und der Emissionswellenlänge über dem Emissionsspektrum macht. In eigenen Experimenten konnte dieses Modell bezüglich der Unabhängigkeit der Nichtexponentialität der Zerfallsdynamik von der Wellenlänge für die komplette zeitliche Zerfallsdynamik nicht bestätigt werden. Die Zerfallsdynamiken der Struktur BS996 wurden auf mehreren Positionen über der Emissionslinie aufgenommen und mit gedehnten Exponentialfunktionen (Gleichung 3.17) angepasst. Die effektive Zerfallszeit und die Nichtexponentialität, ausgedrückt über den Exponenten β , variieren mit der Wellenlänge (vgl. Abbildung 4.26). Trotzdem kann auch dieser Lokalisationseffekt im Ausklingbereich des Photolumineszenzzerfalls bei niedrigen Überschussladungsträgerdichten vorliegen.

Als letztes kann das Abklingen der Photolumineszenz noch durch einen Übergang von exzitonischer Rekombination zur Rekombination freier Ladungsträger bei verminderten Ladungsträgerdichten überlagert sein [119, 133]. Sowohl im Fall einer exponentiellen als auch im Fall einer hyperbelartigen Rekombinationsdynamik für freie Ladungsträger würde eine verstärkte Nichtexponentialität aufgrund der geringeren Rekombinationswahrscheinlichkeit gegenüber Exzitonen auftreten. Dieser Übergang würde jedoch bei den untersuchten GaInN-Quantenfilmstrukturen und den verwendeten Anregungsleistungen ebenfalls im Abklingbereich der Zerfallsdynamik liegen und könnte dort nicht mehr aus den gemessenen Zerfallskurven von anderen Effekten, die Nichtexponentialität hervorrufen, separiert werden.

Bei steigenden Temperaturen wird die Bedeutung der Lokalisation von Ladungsträgern und der Einfluss der nichtstrahlenden Rekombination aus den Photolumineszenzzerfallskurven ersichtlich. Als Beispiel sind in Abbildung 4.27 (links) die Photolumineszenzzerfallskurven der Struktur BS271, aufgenommen auf der Mittelposition der integrierten Emission, bei vier Temperaturen dargestellt. Im tiefen Temperaturbereich bis $T = 60$ K ist die strahlende Rekombination dominant gegenüber der thermisch aktivierten nichtstrahlenden Rekombination. Die strahlende Rekombinationszeit steigt im zweidimensionalen System mit der Temperatur an (vgl. Abschnitt 2.3). Dies hat ein verlangsamtes initiales Abklingen der Photolumineszenz zur Folge. Am Ausläufer der Zerfallskurve nimmt die Geschwindigkeit des Intensitätsabfalls jedoch zu. Dies spricht für einen Lokalisationseffekt mit niedrigen Lokalisationsenergien um 10 meV (entsprechend der Temperatur von 50 K) nach dem Donator-Akzeptor-Modell von Morel et al. [141]. Die getrennte Lokalisation von

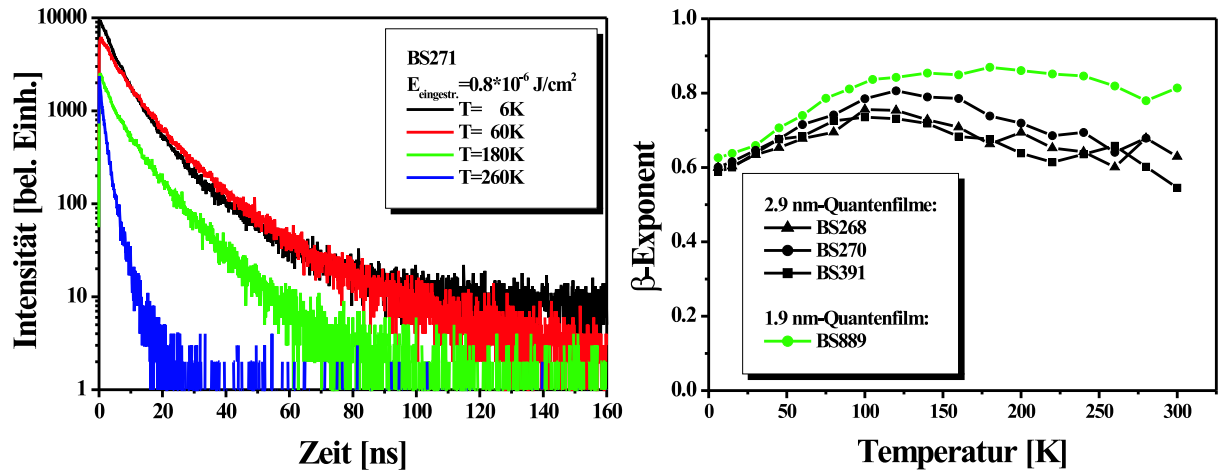


Abbildung 4.27: Photolumineszenzzerfalldynamik der Hauptemission der Struktur BS271 bei steigender Temperatur (links) und die Veränderung der Nichtexponentialität bei steigender Temperatur, ausgedrückt über den β -Parameter aus Anpassungen mit gedehnten Exponentialfunktionen von vier weiteren Strukturen (rechts).

Ladungsträgern wird zunehmend aufgehoben. Die Rekombination im Ausklingbereich der Zerfallskurve verläuft dadurch schneller. Der mit der Temperatur schneller werdende und intensitätsschwächere Zerfall im Ausklingbereich zeigt zudem, dass das Modell der Lokalisation zur Beschreibung der Nichtexponentialität in diesem Ladungsträgerdichtebereich mehr Relevanz hat als ein Übergang von exzitonischer Rekombination zur Rekombination freier Ladungsträger. Bei letzterem müsste sich mit steigender Temperatur das Gleichgewicht zwischen Exzitonen und freien Ladungsträgern zu den freien Ladungsträgern verschieben. Zumindest bei tiefen Temperaturen, wo nichtstrahlende Prozesse noch nicht berücksichtigt werden müssen, sollte damit der Ausläufer des Abklingverhaltens ansteigen. Es ist jedoch das Gegenteil zu beobachten, was für das Lokalisationsmodell nach Morel spricht.

Bei weiter ansteigender Temperatur nimmt die nichtstrahlende Rekombination zu. Die Gesamtintensität der Zerfallskurve verringert sich und die nichtstrahlende Rekombinationszeit bedingt ein schnelleres Abklingen. Die nichtstrahlenden Rekombinationsprozesse weisen, wie Exzitonen, eine Rekombinationsrate proportional zur Ladungsträgerdichte auf [124] und bewirken damit ein exponentielles Abklingen der Photolumineszenz, das die Rekombinationsdynamik zunehmend dominiert. Die Lokalisation wird mit zunehmender Temperatur unbedeutender. Aus beidem resultiert eine weitere Abnahme der Nichtexponentialität bis ca. 150 bis 200 K.

Bei noch höheren Temperaturen bis 300 K wird der Zerfall durch die nichtstrahlende Rekombination sehr schnell. Die Nichtexponentialität nimmt aber wieder zu. Die Ursache dafür kann mit den vorgenommenen Messungen nicht eindeutig bestimmt werden. Eine Exzitonendissoziation kann als Ursache ausgeschlossen werden, da die Exzitonendissoziationsenergien in den GaInN-Quantenfilmen mit 20 bis 50 meV ausreichend hoch sind, um bis zu Raumtemperatur für eine exzitonisch dominierte strahlende Rekombination zu sorgen. Zudem würde eine in den Zerfallskurven beobachtbare Exzitonendissoziation bei hohen Temperaturen, wenn die nichtstrahlende Rekombination dominiert, eher zu einer weiteren

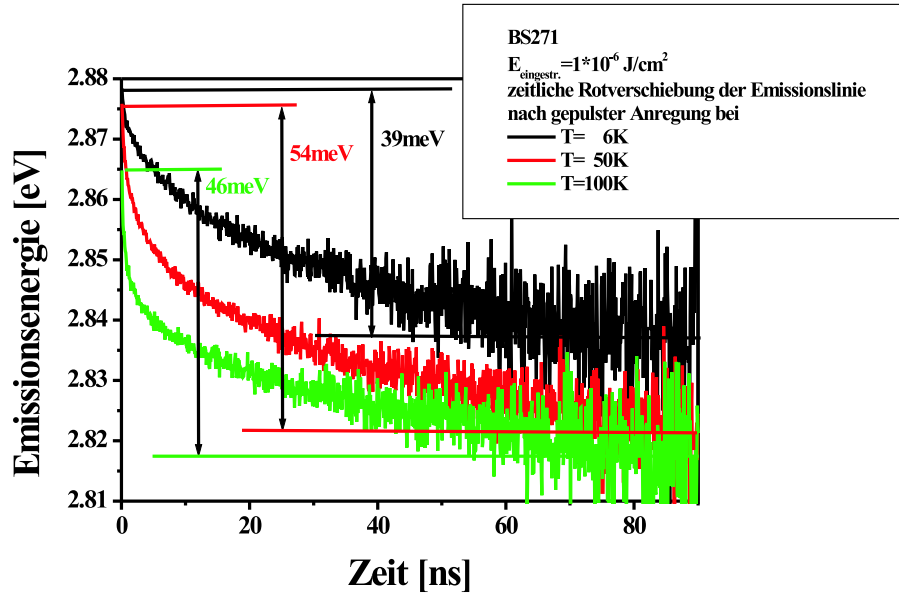


Abbildung 4.28: Zeitliche Verschiebung der Emissionsenergie nach gepulster Anregung für verschiedene Temperaturen.

Verminderung der Nichtexponentialität des Photolumineszenzzerfalls führen. Dies weil bei niedrigen Ladungsträgerdichten, wenn die strahlende Rekombination freier Ladungsträger relevant wäre (vgl. Abbildung 3.4), die gemessene Photolumineszenzintensität zunehmend schneller abklingen würde, weil das Verhältnis der strahlenden Rekombination zur nicht-strahlenden weiter absinken würde, da die strahlenden Rekombinationswahrscheinlichkeit für freie Ladungsträger geringer als die der exzitonischen Rekombination ist.

Eine mögliche Ursache für die zunehmende Nichtexponentialität bei hohen Temperaturen könnte sein, dass auch die nichtstrahlende Rekombinationzeit, vielleicht aufgrund der Präsenz der piezoelektrischen Felder und der damit verbundenen räumlichen Trennung der Ladungsträger über den GaInN-Quantenfilmen, eine Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte aufweist, obwohl sie nach der Shockley-Reed-Hall-Theorie für nichtstrahlende Rekombinationsprozesse nicht zu erwarten wäre [124].

Für vier weitere Strukturen sind die β -Parameter aus Anpassungen von gedehnten Exponentialfunktionen an die Zerfallskurven in Abbildung 4.27 (rechts) über der Temperatur aufgetragen. Alle untersuchten Strukturen zeigen auf Zeitintervallen, die mit den effektiven Zerfallszeiten in den jeweiligen Strukturen skalieren das gleiche Verhalten wie die Struktur BS271. Die Photolumineszenzzerfallskurve wird mit zunehmender Temperatur exponentieller, weil die Lokalisationseffekte wegfallen, die strahlende Rekombinationszeit wird länger und die nichtstrahlende Rekombination nimmt zu. Bei Temperaturen um 150 K bis 200 K nimmt die Exponentialität wieder ab.

Abschirmeffekte der piezoelektrischen Felder sollten mit zunehmender Temperatur gleich stark ausfallen, sich aber entsprechend der Rekombinationsdynamik zu immer kürzeren Zeiten verschieben. Beides ist in Abbildung 4.28 zu erkennen, wo für drei Temperaturen die Emissionsenergieverschiebung bei der Struktur BS271 über der Zeit nach dem Anregungspuls aufgetragen ist. Die Abschirmung übt damit zwar einen Einfluss auf die

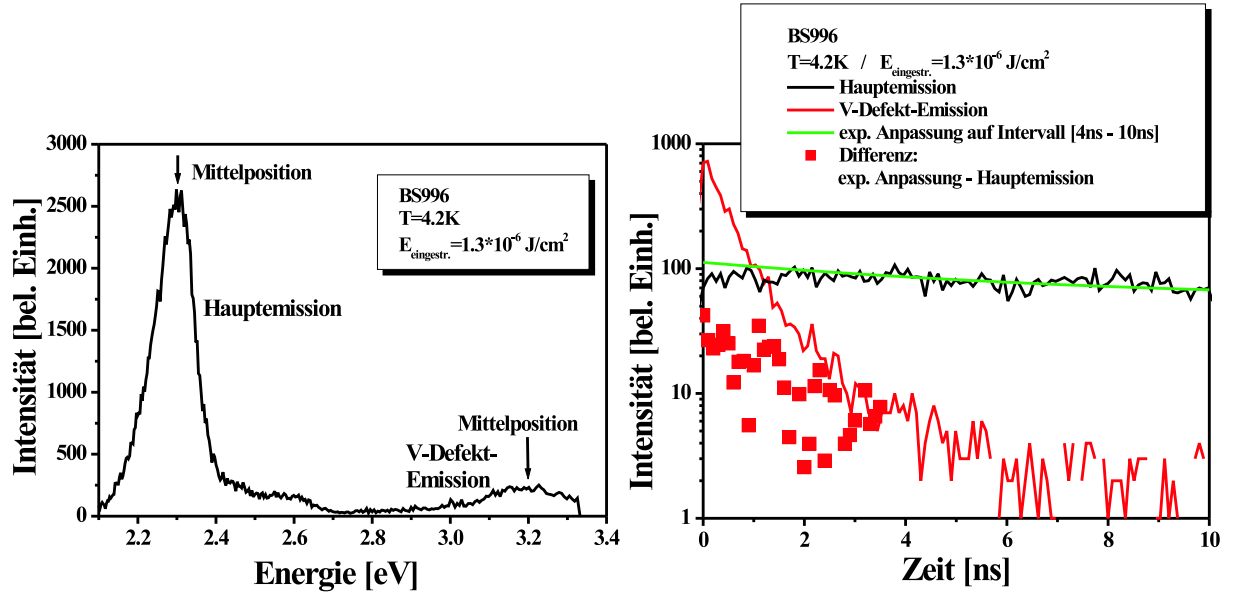


Abbildung 4.29: Zeitintegriertes Photolumineszenzspektrum der SQW-Struktur BS996 (links) und die Photolumineszenzzerfallskurven, gemessen auf den Mittelpositionen der Haupt- und der V-Defekt-Emissionen in den ersten 10 ns nach der optischen Anregung.

Nichtexponentialität des Photolumineszenzzerfalls aus, dieser ist aber in erster Näherung nicht temperaturabhängig.

Generell wird der Photolumineszenzzerfall in den hier untersuchten Strukturen von folgenden Mechanismen und Parametern beeinflusst: dem Überlapp der Wellenfunktionen im feldüberlagerten Quantenfilm, der teilweisen Abschirmung des Feldes nach der gepulsten Anregung, der zeitlichen Verschiebung der Emissionsenergie, wenn nur der Zerfall der Intensität auf der mittleren Emissionsposition gemessen wird, der Lokalisation von Ladungsträgern und der mit der Temperatur zunehmenden nichtstrahlenden Rekombination.

Bei GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen, die V-Defekte und damit Bereiche mit größeren Bandlücken aufweisen, gibt es einen weiteren möglichen Einfluss auf die Rekombinationsdynamik. Bei der gepulsten Anregung mit Wellenlängen, die in allen GaInN-Schichten absorbiert werden, werden sowohl in den Quantenfilmen parallel zu den c-Flächen als auch in den Quantenfilmen der V-Defekt-Facetten Ladungsträger generiert. Da sich die energetisch günstigeren Zustände in den c-Flächen-Quantenfilmen befinden, kann ein Ladungsträgertransfer aus den V-Defekt-Quantenfilmen in die c-Flächen-Quantenfilme vermutet werden. Das Ausmaß dieses Ladungsträgertransfers muss von der Ladungsträgergesamtzahl in den V-Defekt-Quantenfilmen und die zeitliche Entwicklung des Ladungsträgertransfers von der Ladungsträgerdichteentwicklung in den V-Defekt-Quantenfilmen abhängen. Im folgenden wird gezeigt, dass solch ein Ladungsträgertransfer in Strukturen mit V-Defekten stattfindet und welche Auswirkung er auf die Rekombinationsdynamik der Hauptmission der Strukturen hat.

In Abbildung 4.29 (links) ist als Beispiel das zeitintegrierte Photolumineszenzspektrum der SQW-GaInN/GaN-Struktur BS996 bei $T = 4.2\text{ K}$ dargestellt. Neben der Hauptemis-

sion bei 2.3 eV tritt auch die Emission aus den V-Defekt-Quantenfilmen bei 3.2 eV auf. Auf den Mittelpositionen der Emissionslinien wurden die Photolumineszenzzerfallskurven aufgenommen, die ebenfalls in der Abbildung 4.29 (rechts) im Zeitintervall bis zu 10 ns nach der Anregung dargestellt sind. Die Hauptemission klingt aufgrund des breiteren Quantenfilms und des höheren piezoelektrischen Feldes (vgl. Abschnitt 4.1.2) wesentlich langsamer ab als die Emission aus den V-Defekten. Beide Emissionen sollten, wenn die Abschirmung der piezoelektrischen Felder und die exzitronische Rekombination in dem Ladungsträgerdichtebereich direkt nach der Anregung die Rekombinationsdynamik bestimmen, mit einer exponentiellen oder einer gedehnten exponentiellen Funktion abfallen. Für die V-Defekt-Emission trifft dies zu. Die Hauptemission klingt aber in den ersten paar Nanosekunden nach der Anregung langsamer ab als im anschließenden Zeitintervall. Verdeutlicht ist dies durch die exponentielle Anpassung an die Zerfallskurve der Hauptemission im Zeitintervall von 4 bis 10 ns. Die Differenz zwischen der exponentiellen Anpassung und der Intensität der Hauptemission in den ersten Nanosekunden nach der Anregung sinkt mit der Intensität der V-Defekt-Emission, und damit mit der Ladungsträgerkonzentration in den V-Defekt-Quantenfilmen. Dieses Verhalten deutet auf einen Ladungsträgerübertrag aus den Quantenfilmen der V-Defekte in die Quantenfilme auf den c-Flächen. Der Ladungsträgerübertrag findet solange statt, wie die Zahl der Ladungsträger in den V-Defekt-Quantenfilmen groß ist und er verzögert das Abklingen der Hauptemission, das eigentlich direkt nach der optischen Anregung am schnellsten sein sollte.

Die Zahl der Ladungsträger, die in die Quantenfilme, die zur Hauptemission beitragen, transferiert werden, muss abhängig von der Zahl der Ladungsträger sein, die zunächst in den V-Defekt-Quantenfilmen generiert werden und für einen Transfer in die c-Flächen-Quantenfilme zur Verfügung stehen. Der Übertrag sollte besonders dann groß sein, wenn die Intensität der V-Defekt-Emission im Verhältnis zur Hauptemission hoch ist. Um dies zu belegen, wurden fünf Strukturen mit verschieden stark auftretender V-Defekt-Emission verglichen.

In Abbildung 4.25 wurde gezeigt, dass die Messungen des Photolumineszenzzerfalls auf der Mittelposition der Emissionslinien einen anfänglich langsameren Abfall der Intensität aufweisen als die über die Emission integrierten Intensitätsabfälle. Wird das anfänglich schnellere Abklingen der spektral integrierten Intensität betrachtet, so tritt die Verzögerung des Abklingens der Hauptemission in abgeschwächter Form auf, bleibt aber bestehen. Um auch für diesen Fall den Ladungsträgerübertrag nachzuweisen, wurden die fünf verglichenen Strukturen, deren zeitintegrierte Photolumineszenzspektren in der Abbildung 4.30 (oben links) zu sehen sind, hinsichtlich des zeitlichen Abfalls der spektral integrierten Intensitäten ausgewertet.

Die zeitlich abfallende Intensität der Hauptemission jeder Struktur wurde in einem Zeitfenster exponentiell angepasst, in dem die V-Defekt-Emission schon zum Großteil abgeklungen war. Für die Zeit direkt nach der optischen Anregung wurde anschließend die Differenz zwischen der exponentiellen Anpassung und der Zerfallskurve der Hauptemission gebildet (Abbildung 4.30 (oben rechts)). Das Integral über diese Differenz ist ein Maß für die Anzahl der Ladungsträger, die in die Quantenfilme auf den c-Flächen nachgefüllt werden. Um die Ladungsträgerüberträge vergleichen zu können, mussten Unterschiede in der Anregungsleistung und der Detektion mitberücksichtigt werden. In Abbildung 4.30 sind die Differenzen zwischen exponentieller Anpassung und der anfänglichen Intensitäts-

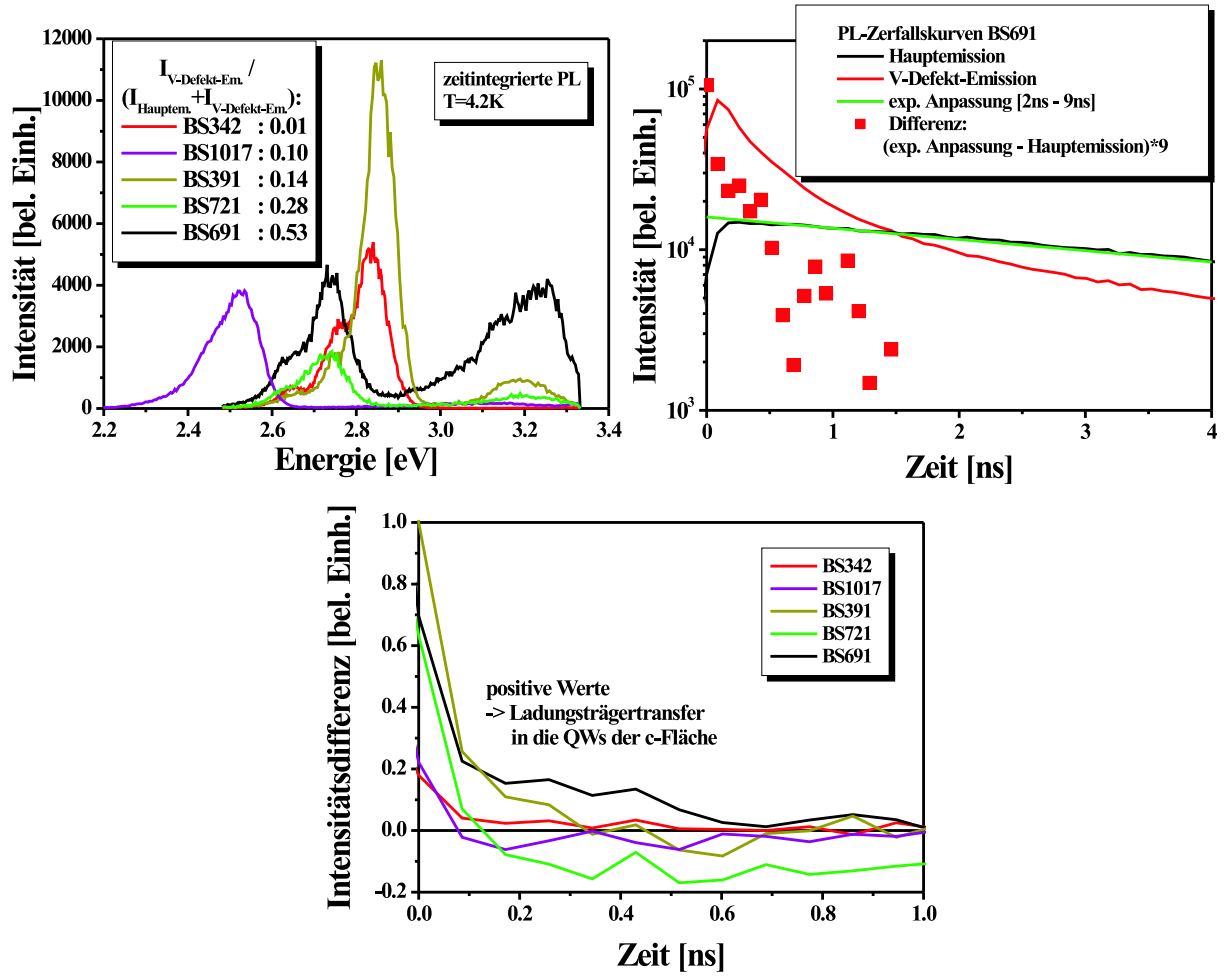


Abbildung 4.30: Zeitintegrierte Photolumineszenzspektren der GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen BS342, BS1017, BS391, BS721 und BS691 mit zunehmendem Emissionsanteil aus den V-Defekt-Quantenfilmen (oben links). Beispiel zur Bestimmung der Differenz einer exponentiellen Anpassung an den zeitlichen Photolumineszenzabfall der Hauptemission, nachdem die V-Defekt-Emission schon stark abgefallen ist und den in den ersten Nanosekunden tatsächlich gemessenen Intensitäten (oben rechts) und die daraus bestimmte, mit den Detektionsparametern korrigierte und normierte Intensitätsdifferenz als Maß für den Ladungsträgerübertrag (unten).

entwicklung normiert auf die größte Differenz (Struktur BS391) für die fünf untersuchten Strukturen dargestellt.

Die DQW-Struktur BS342 besitzt keine V-Defekte, die DQW-Struktur BS1017 gemäß dem zeitintegrierten Photolumineszenzspektrum nur gering ausgeprägte. Diese beiden Strukturen zeigen zu Beginn des Photolumineszenzzerfalls fast keine Abweichung von der exponentiellen Anpassung. Bei den DQW-Strukturen BS391 und BS721 und dem SQW BS691 wird die Differenz zwischen der Anpassung und dem anfänglichen Zerfall größer. Die Strukturen weisen auch eine relativ zur Hauptemission anwachsende V-Defekt-Emission auf. Berücksichtigt man die Fläche der Intensitätsdifferenz über der Zeit, ist die Differenz zwischen Anpassung und anfänglich gemessenen Zerfall, genau wie der relative

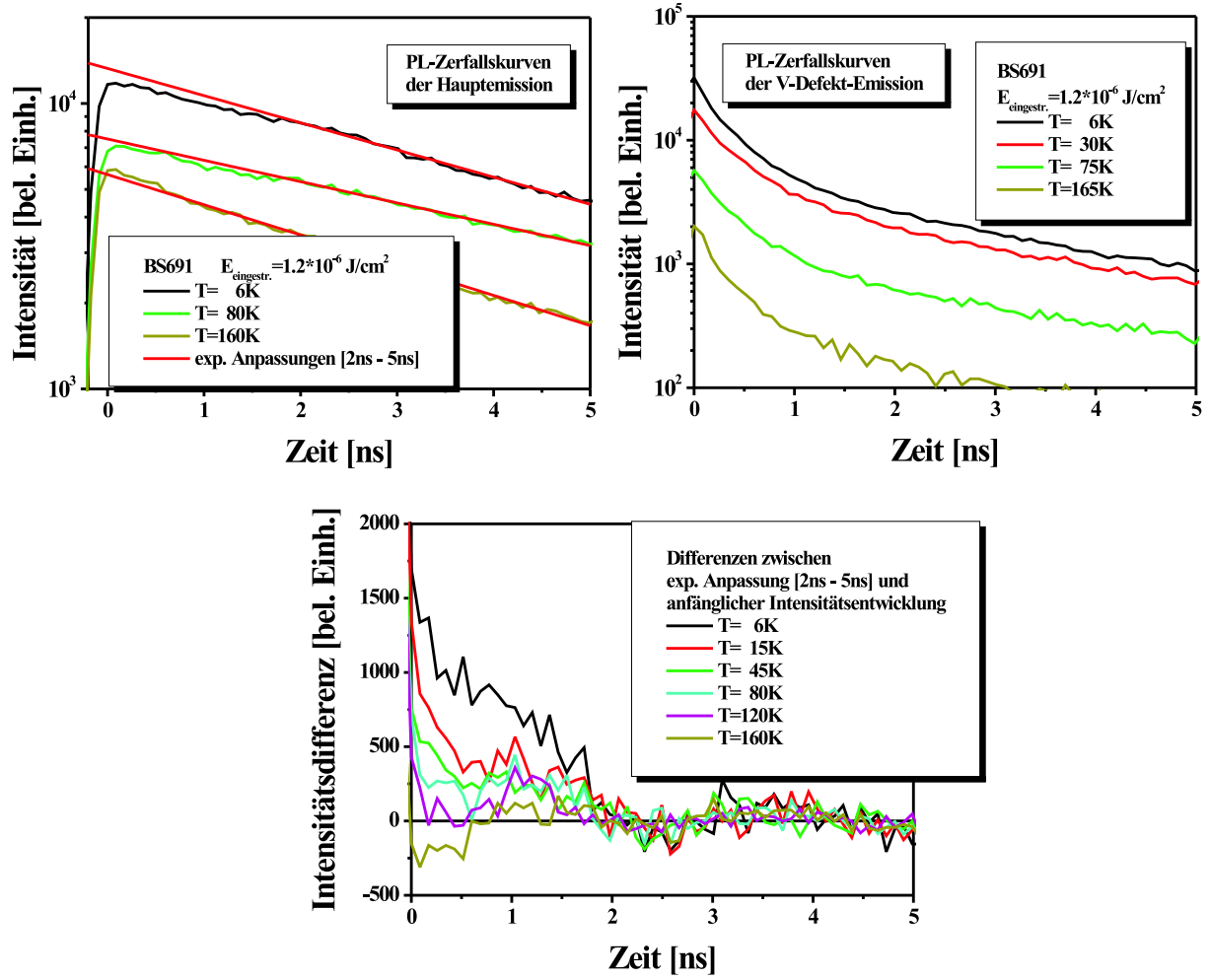


Abbildung 4.31: Photolumineszenzzerfallskurven der SQW-GaInN/GaN-Quantenfilmstruktur BS691 bei steigender Temperatur für die Hauptemission (oben, links) und die V-Defekt-Emission (oben, rechts). Die initiale Abweichung vom exponentiellen Abfall als Maß für den Ladungsträgertransfer von den V-Defekt-Quantenfilmen zu den Quantenfilmen der c-Flächen vermindert sich mit zunehmender Temperatur (unten).

Anteil der Photolumineszenz aus den V-Defekten bei der Struktur BS691 am größten. Das Ausmaß des Ladungsträgerübertrags bzw. die ermittelte Intensitätsdifferenz geht bei den untersuchten Strukturen einher mit der Anzahl der Ladungsträger, die in den V-Defekt-Quantenfilmen generiert werden.

Mit zunehmender Temperatur nimmt der Grad der Beobachtbarkeit des Ladungsträgertransfers in den Photolumineszenzzerfallskurven der Hauptemission ab. In Abbildung 4.31 ist die temperaturabhängige Entwicklung des verzögerten Intensitätsabfalls für die SQW-Struktur BS691 dargestellt. Die Intensitätsdifferenz zwischen den exponentiellen Anpassungen im Zeitintervall von 2 bis 5 ns und dem zeitlichen Intensitätsabfall in den ersten 2 ns direkt nach der optischen Anregung nimmt mit steigender Temperatur ab, bis bei 160 K wieder ein Abklingverhalten erreicht ist, das mit zunehmender Zeit langsamer wird, wie es aufgrund der teilweisen Abschirmung der piezoelektrischen Felder und der

ladungsträgerdichteabhängigen Rekombinationsprozesse zu erwarten ist. Es gibt zwei Ursachen dafür, dass der Ladungsträgertransfer mit zunehmender Temperatur nicht mehr beobachtbar wird. Erstens wird die effektive Rekombinationszeit für die Hauptemission immer schneller. Der Prozess des Ladungsträgerübertrags geht in diesem schnelleren zeitlichen Intensitätsabfall zunehmend unter. Zweitens sinkt auch die initiale Intensität der Photolumineszenzzerfallskurven der V-Defekt-Emission (Abbildung 4.31 (oben, rechts)). Ladungsträger gehen schon auf Zeitskalen verloren, entweder nichtstrahlend oder durch Transfer in die c-Flächen-Quantenfilme, die nicht mehr aufgelöst sind. Damit steht in dem Zeitintervall bis 2 ns nach der Anregung in den V-Defekt-Quantenfilmen auch nur eine verminderte Anzahl von Ladungsträgern zur Verfügung, die zum beobachtbaren Transfer beitragen können.

Die effektive Rekombinationszeit der V-Defekt-Emission ist nahezu unabhängig von der Emissionsenergie. Für drei GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen BS391, BS393 und BS394 mit unterschiedlichen Quantenfilmdicken sowohl auf den c-Flächen als auch auf den V-Defekt-Facetten sind dazu zeitintegrierte Photolumineszenzspektren und die wellenlängenabhängig bestimmten effektiven Rekombinationszeiten $\tau_{\text{eff,kurz}}$ in Abbildung 4.32 zusammen dargestellt. Während sich für die Hauptemissionen die effektiven Rekombinationszeiten über der Emissionslinie stark ändern, bleiben die wellenlängenabhängigen effektiven Rekombinationszeiten der V-Defekt-Emissionen nahezu gleich. Sie sind sogar für die untereinander energetisch verschobenen V-Defekt-Emissionen der drei Proben fast identisch.

Für dieses Verhalten gibt es zwei Ursachen. Zum einen variiert auf den V-Defekt-Facetten, bedingt durch die dünnen Quantenfilme und durch die verminderten piezoelektrischen Felder, der Überlapp von Elektronen- und Löcherwellenfunktionen mit einer Änderung der Quantenfilmbreite oder des In-Gehalts kaum. Dies geht aus den Ergebnissen der Simulationsrechnungen für GaInN/GaN-Quantenfilme hervor. Das Überlappquadrat für verschiedene Quantenfilmbreiten und In-Gehalte ist in Abbildung 4.11 im Fall der V-Defekt-Quantenfilme dargestellt.

Zweitens kann aufgrund der unmittelbaren Nähe der Durchstoßversetzungen, die als nichtstrahlende Rekombinationszentren wirken, und den angrenzenden GaInN-Quantenfilmen auf den c-Flächen mit ihren niedrigeren Bandlücken, die an die V-Defekt-Quantenfilme angrenzen, nicht davon ausgegangen werden, dass selbst bei Temperaturen um 6 K keine nichtstrahlenden Verluste in den V-Defekt-Quantenfilmen vorhanden sind. Der beobachtbare Transfer von Ladungsträgern in die Quantenfilme auf den c-Flächen, die zur Hauptemission beitragen, ist ein Verlustprozess, der auch schon bei 6 K beobachtet wird. Es besteht folglich die Möglichkeit, dass auch schon bei tiefen Temperaturen, abhängig von der Ausdehnung der V-Defekt-Quantenfilme, die nichtstrahlende die strahlende Rekombination in den V-Defekt-Quantenfilmen übertrifft. Dies könnte dazu führen, dass die messbaren effektiven Rekombinationszeiten über den V-Defekt-Emissionen sich gleichen, da der nichtstrahlende Verlustprozess identisch ist.

Die Auswirkungen der V-Defekt-Quantenfilme auf die Rekombinationsdynamik hat auch Konsequenzen für die Auswertbarkeit der Photolumineszenzzerfallskurven. Wie in Abschnitt 3.1.2 erklärt, können aus den effektiven Rekombinationszeiten $\tau_{\text{eff,kurz}}$ und den Intensitätswerten zu Beginn der Zerfallskurven über temperaturabhängige Messungen die

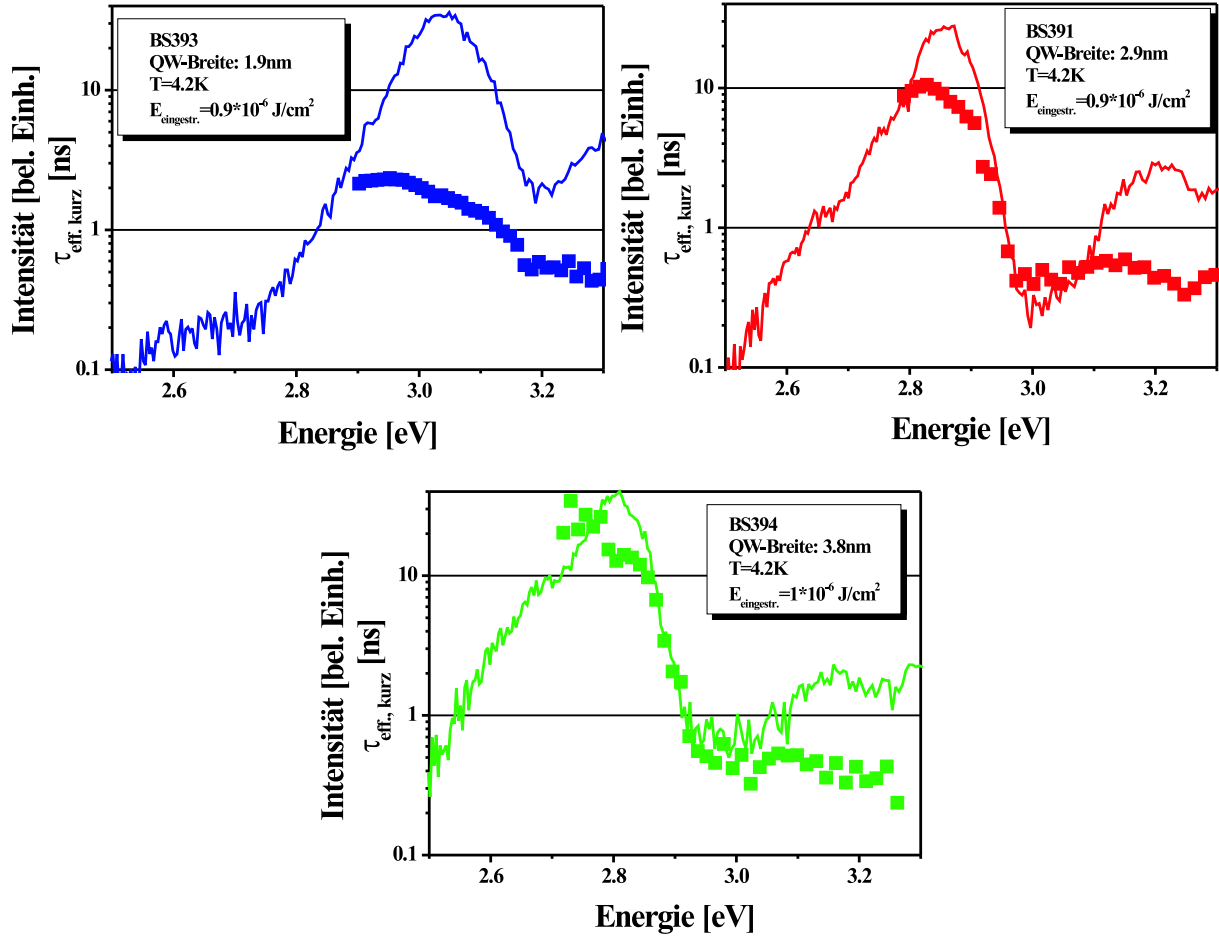


Abbildung 4.32: Zeitintegrierte Photolumineszenzspektren und über die Spektren ermittelte effektive Rekombinationszeiten $\tau_{eff, kurz}$ der DQW-Strukturen BS391, BS393 und BS394.

strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationszeiten bestimmt werden. Für die MQW-Struktur BS58 ohne V-Defekte und für die DQW-Struktur BS268, die nur minimal ausgeprägte V-Defekte besitzt, wurden diese Messungen vorgenommen. Die Rekombinationszeiten sind in Abbildung 4.33 (oben) dargestellt. Über der Temperatur aufgetragen spiegelt die nichtstrahlende Rekombinationszeit den Verlauf der internen Quantenausbeute und die darin enthaltenen Aktivierungsenergien wider. Die strahlende Rekombination steigt, wie es für ein zweidimensionales System zu erwarten ist, linear mit der Temperatur an [118, 119].

Bei Strukturen, die stark ausgeprägte V-Defekte aufweisen, treten Abweichungen von diesem Verhalten auf (Abbildung 4.33 (unten)). Besonders deutlich wird dies im temperaturabhängigen Verlauf der strahlenden Rekombinationszeit. Diese scheint bei höheren Temperaturen einzuknicken. Das Einknicken tritt umso stärker auf, je ausgeprägter die Emission aus den V-Defekt-Quantenfilmen ist (vgl. Abbildung 4.30) und je stärker ein Ladungsträgertransfer auftritt. Der Grund für das Abknicken der strahlenden Rekombinationszeiten liegt nicht in der Dimension des Systems begründet, in dem die strahlende Rekombination stattfindet, was nach Gleichung 2.25 möglich wäre, sondern in einer Fehlin-

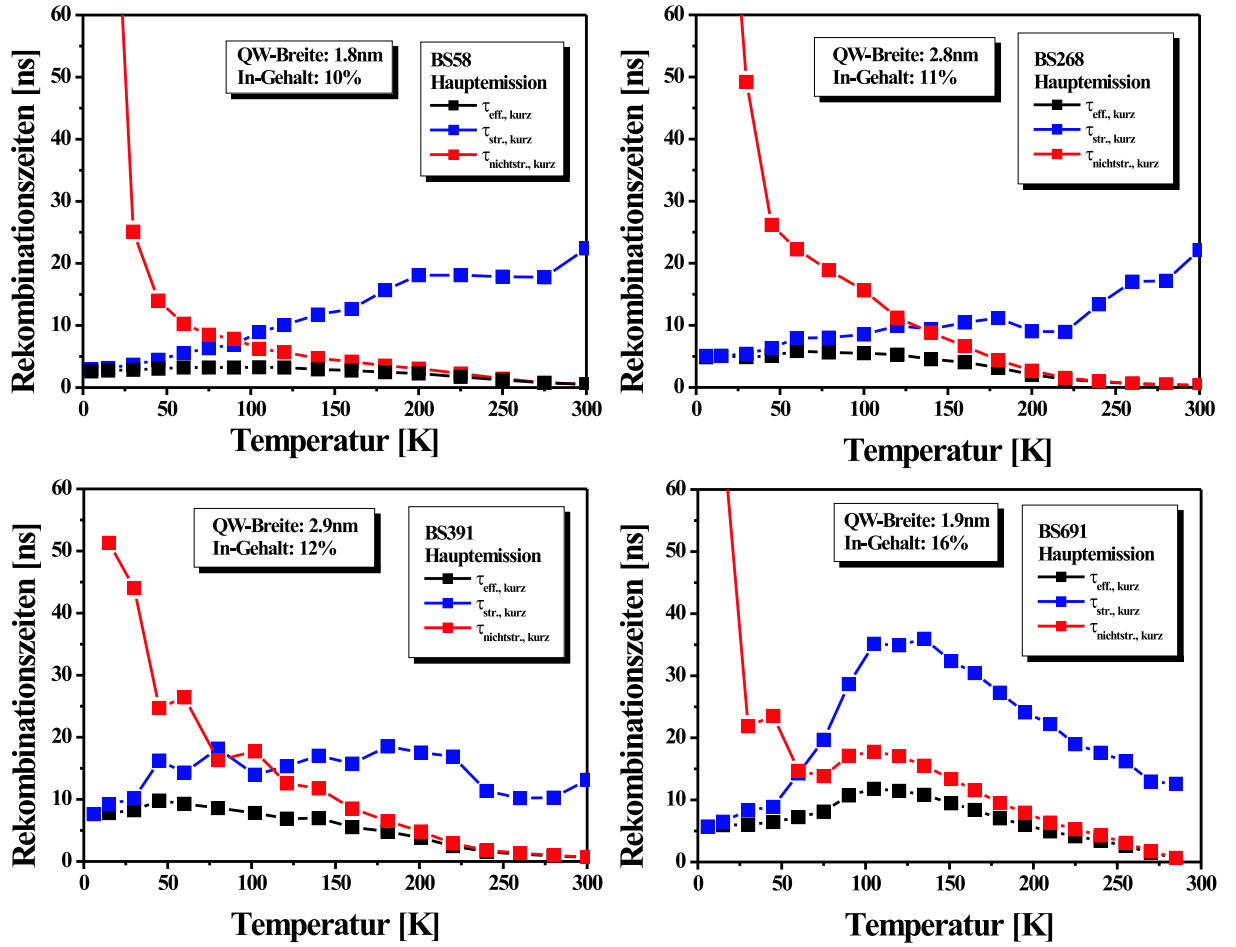


Abbildung 4.33: Rekombinationszeiten zu Beginn des Photolumineszenzzerfalls der Strukturen BS58 und BS268, die kaum ausgeprägte V-Defekte besitzen (oben) und der Strukturen BS391 und BS691, die zunehmend stark ausgeprägte V-Defekte besitzen (unten).

terpretation der Messdaten. Die strahlende Rekombinationszeit $\tau_{\text{str., kurz}}$ ist nach Gleichung 3.19 der Quotient aus der effektiven Rekombinationszeit $\tau_{\text{eff., kurz}}$ und der Quantenausbeute. $\tau_{\text{eff., kurz}}$ wird durch die Anpassung einer Exponentialfunktion an den anfänglichen Intensitätsabfall der Photolumineszenzzerfallskurven bestimmt. Die Quantenausbeute wird aus dem ersten Intensitätswert der Zerfallskurve bestimmt. Aufgrund des Ladungsträgertransfers zwischen den V-Defekt-Quantenfilmen und den Quantenfilmen auf den c-Flächen lassen sich die Werte der Quantenausbeute und die effektiven Zerfallszeiten aus den Photolumineszenzzerfallskurven nur fehlerbehaftet bestimmen. In Abbildung 4.34 sind diese Fehler skizziert. Die effektive Rekombinationszeit der Hauptemission $\tau_{\text{eff., kurz}}$ wird als zu lang bestimmt, wenn bei tiefen Temperaturen (z. B. für die Struktur BS691 zwischen 5 K und 120 K nach Abbildung 4.31) in den ersten Nanosekunden nach dem Anregungspuls Ladungsträger aus den V-Defekt-Quantenfilmen nachgeliefert werden. Die Quantenausbeutewerte, die aus den zeitlich ersten Intensitätswerten der Zerfallskurven bestimmt werden, sind durch den Ladungsträgertransfer generell zu groß. Dies gilt besonders bei hohen Temperaturen (z. B. für BS691 über 120 K), wenn der Transferprozess auf Zeitskalen von

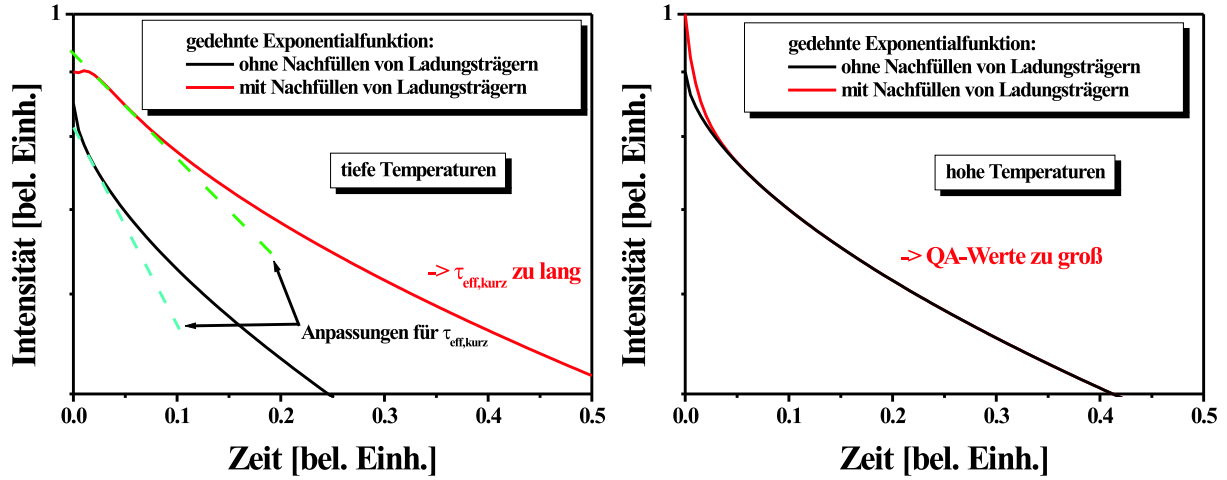


Abbildung 4.34: Skizzen zur fehlerbehafteten Bestimmung der temperaturabhängigen Rekombinationszeiten in V-Defekt-durchsetzten Quantenfilmstrukturen, die einen Ladungsträgertransfer aus den Quantenfilmen der V-Defekte in die Quantenfilme der c-Flächen aufweisen.

wenigen hundert Picosekunden abläuft und fast der gesamte Effekt des Ladungsträgertransfers in die Quantenfilme der c-Flächen schon im ersten Datenpunkt der Zerfallskurve enthalten ist. Beide Fehler führen dazu, dass die strahlende Rekombinationszeit nach Gleichung 3.19 bei tiefen Temperaturen als zu groß und bei hohen Temperaturen als zu klein bestimmt wird. Die Abweichungen der strahlenden Rekombinationszeiten von einem linearen Anstieg mit der Temperatur, wie sie für V-Defekt-durchsetzte Strukturen in Abbildung 4.33 (unten) zu sehen sind, lassen sich so erklären.

Ergebnisse

Über die Photolumineszenzrekombinationsdynamik in den untersuchten GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen lässt sich zusammenfassend aussagen, dass der Ladungsträgerüberlapp im Quantenfilm und bei hohen Temperaturen die nichtstrahlenden Prozesse die Geschwindigkeit der Rekombination bestimmen. Darüber hinaus wirken sowohl die Abschirmung der piezoelektrischen Felder bei höheren Ladungsträgerdichten als auch die Lokalisation von Ladungsträgern auf die Rekombinationsdynamik ein und bewirken die Nichtexponentialität des Photolumineszenzabfalls. Eine getrennte Lokalisation von Ladungsträgern, wie sie im Modell von Morel et al. [141] vorgeschlagen ist, scheint für das lange Abklingverhalten der Photolumineszenz bei tiefen Temperaturen verantwortlich zu sein. Ebenfalls bei tiefen Temperaturen wird auch eine Lokalisation von Elektronen und Löchern in Potentialmulden in den selben räumlichen Gebieten vorliegen, was in den vorangegangenen Abschnitten schon belegt wurde. In der Zerfallsdynamik der Photolumineszenz ist diese Lokalisation bei den untersuchten Strukturen jedoch nicht nachweisbar. Zudem deutet der temperaturabhängige Verlauf der strahlenden Rekombination auf ein zweidimensionales System, in dem die strahlende Rekombination stattfindet; nicht auf ein nulldimensionales System wie für Quantenpunkte bzw. Lokalisationspunkte.

Sind bei stark ausgeprägten V-Defekten ausgedehnte GaInN-Quantenfilme mit größerer

Bandlücke auf den V-Defekt-Facetten vorhanden, beeinflusst ein Ladungsträgertransfer aus diesen Gebieten in die Quantenfilme auf den c-Flächen, die zur Hauptemission beitragen, den anfänglichen Zerfall der Photolumineszenz. Die Größe des Ladungsträgertransfers geht zeitlich einher mit der Ladungsträgerdichteentwicklung in den V-Defekt-Quantenfilmen nach dem optischen Anregungspuls. Der Transferprozess spielt sich bei tiefen Temperaturen über mehrere Nanosekunden und bei Raumtemperatur im Bereich bis rund 100 ps nach dem Anregungspuls ab.

4.1.5 V-Defekte in LEDs kommerzieller Hersteller?

Um zu prüfen, ob V-Defekt-Quantenfilme auch in GaInN/GaN-Heterostrukturen, die von anderer Seite hergestellt wurden, für hohe interne Quantenausbeuten sorgen, wurden kommerziell erhältliche GaInN/GaN-LEDs untersucht. LEDs unterschiedlicher Emissionswellenlänge von fünf Herstellern (Osram, Nichia, Cree, Lumileds und Seoul Semiconductor), wobei Seoul Semiconductor die Heterostrukturen für die LEDs nicht selbst herstellt, sondern diese nur weiterverarbeitet, wurden mit zeitaufgelöster Photolumineszenz bei $T = 4.2\text{ K}$ analysiert. Bis auf die LEDs von Nichia handelte es sich um Hochleistungs-LEDs mit Eingangsleistungen größer als 1 W und optischen Leistungen von 50 bis 300 mW. Die Photolumineszenzspektren der untersuchten Proben sind in Abbildung 4.35 zusammengestellt.

Die LEDs von Osram Semiconductors, Seoul Semiconductor und Cree zeigen zu den von den Herstellern spezifizierten Emissionen zusätzliche Emissionslinien, die einige hundert meV höher in der Energie liegen. Diese Emissionen weisen dieselben Charakteristika auf, die auch bei den V-Defekt-Quantenfilmmissionen beobachtet wurden: Die hochenergetischen Emissionslinien sind in den Photolumineszenzmessungen breiter als die Hauptemissionen und die Wellenlänge der hochenergetischen Emission ist an die Wellenlänge der Hauptemission gekoppelt. Bei der blauen Cree-LED taucht jedoch zusätzlich noch eine dritte Emission bei 2.98 eV, möglicherweise eine Defektemission, auf. Dass die hochenergetischen Emissionen aus GaInN-Quantenfilmen stammen und nicht aus einer möglichen Störstellenemission des GaN konnte durch Vergleiche der Photolumineszenzspektren bei resonanter Anregung, mit einer Absorption unterhalb der GaN-Bandkante in die GaInN-Quantenfilme, und nichtresonanter Anregung, mit Absorption auch im GaN, festgestellt werden. In Abbildung 4.36 sind als Beispiel die entsprechenden Spektren für die grün emittierende Osram-LED zu sehen. Die hochenergetische Emission ist nur beobachtbar, wenn die optische Anregung mit einer Energie zwischen der Emissionsenergie und der GaN-Bandkante stattfindet. Die Hauptemission tritt im nichtresonanten Anregungsfall ebenfalls stark geschwächt auf, da ein Großteil des Anregungslichts in der p-dotierten GaN-Schicht oberhalb der Aktiven Zone absorbiert wird und die AlGaIn-Elektronenbarriere die in dieser Schicht generierten Ladungsträger am Erreichen der GaInN-Quantenfilme hindert. Die Emission, die bei 2.6 eV erkennbar ist, scheint eine Störstellenemission aus dem GaN zu sein. Ihre Intensität steigt bei einer optischen Anregung der GaN-Schichten.

Das zeitliche Abklingverhalten der Photolumineszenz der hochenergetischen Emission aus den LEDs von Osram Semiconductors, Seoul Semiconductor und Cree weist keine Unterschiede zu jenem der V-Defekt-Emissionen auf. Dies wurde allerdings auch für die Blaue Lumineszenz von Störstellen im GaN festgestellt (vgl. Abschnitt 4.1.1) und kann

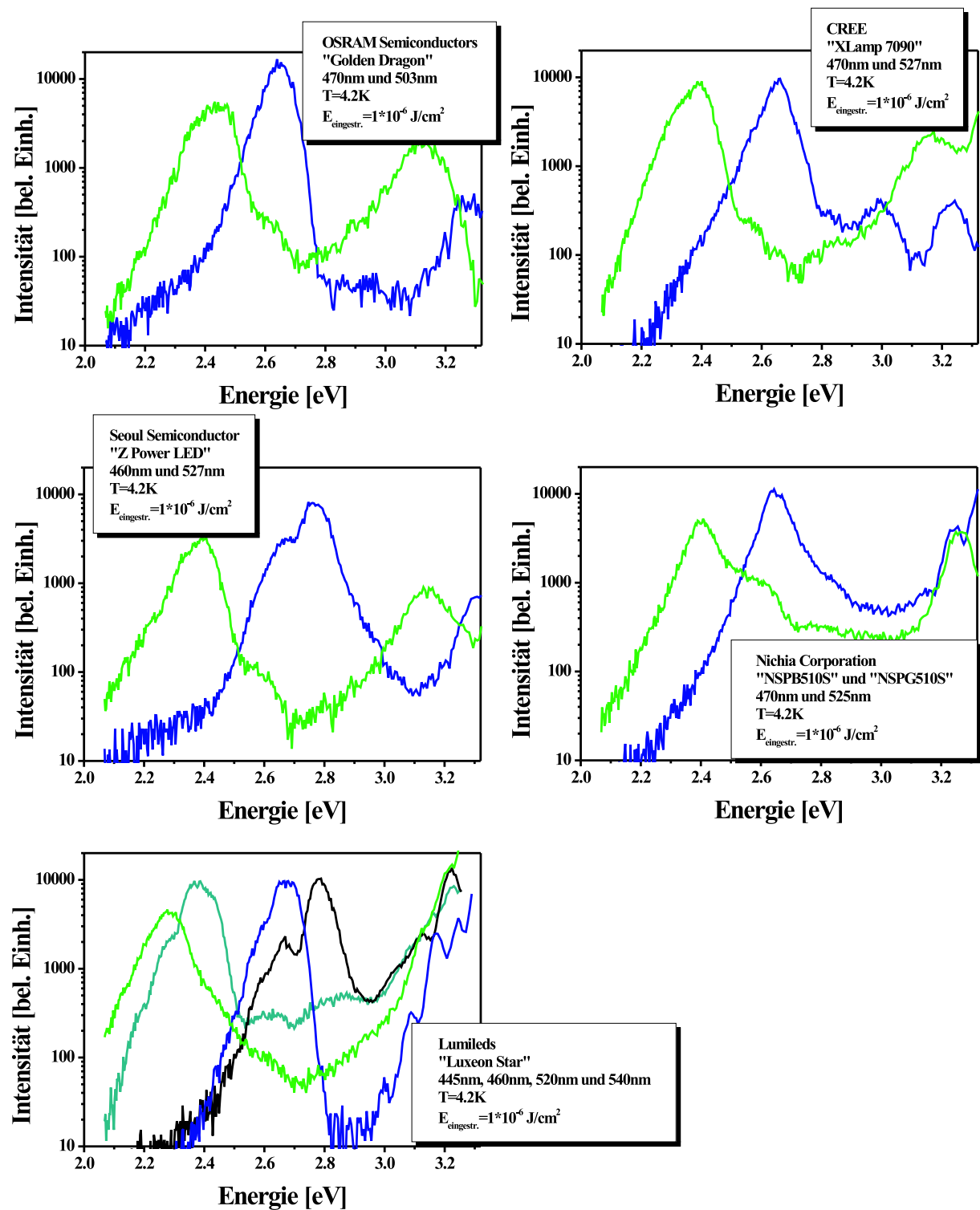


Abbildung 4.35: Zeitintegrierte Photolumineszenzspektren von kommerziellen LEDs verschiedener Hersteller. Die von den Herstellern spezifizierten Wellenlängen der Hauptemissionen sind jeweils in der Legende mit angegeben.

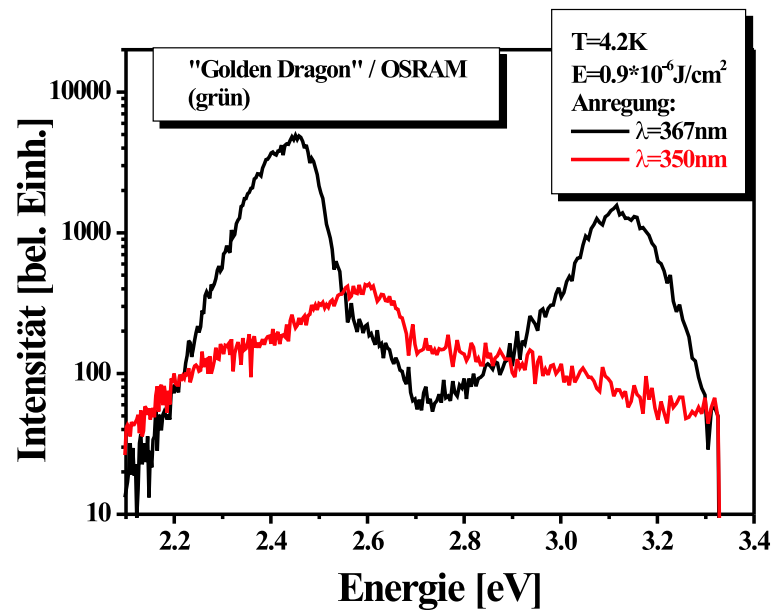


Abbildung 4.36: Vergleich der Photolumineszenzspektren der grün emittierenden LED von Osram Semiconductors bei resonanter Anregung mit Absorption ausschließlich in den GaInN-Quantenfilme ($\lambda = 367 \text{ nm}$) und bei nichtresonanter Anregung mit zusätzlicher Absorption in den GaN-Schichten ($\lambda = 350 \text{ nm}$).

damit nicht als Beleg für einen Ursprung der Emission aus V-Defekt-Quantenfilmen gelten. Allerdings zeigt die Hauptemission der LEDs genau wie bei den mit V-Defekten durchsetzten Strukturen ein verzögertes Abklingen. In Abbildung 4.37 sind als Beispiel die Photolumineszenzzerfallskurven beider Emissionen und die Differenz zwischen der exponentiellen Anpassung des Hauptemissionszerfalls im Zeitintervall von 2 bis 9 ns nach der Anregung und dem initialen Abklingen dargestellt. Da die hochenergetische Emission eine fast um eine Größenordnung geringere Intensität besitzt als die Hauptemission, ist ein starker Ladungsträgertransfer nicht zu erwarten. Trotzdem erkennt man deutlich eine anfängliche Verzögerung des Abklingens der Photolumineszenz. Die Verzögerung deutet darauf, dass die Gebiete beider Emissionen miteinander in Verbindung stehen, wie es bei den V-Defekt-Quantenfilmen und den Quantenfilmen auf den c-Flächen bei den zuvor untersuchten Strukturen der Fall war.

Die Parallelen zwischen den Emissionscharakteristika dieser kommerziellen LEDs und den untersuchten, von V-Defekten durchsetzten Quantenfilmstrukturen, lässt den Schluss zu, dass auch in den kommerziellen LEDs Quantenfilme mit erhöhter Bandlücke auf den Facetten von V-Defekten für die Separation von Ladungsträgern und nichtstrahlenden Rekombinationszentren sorgen und so die hohe interne Quantenausbeute ermöglicht wird.

Die Nichia-LEDs zeigen in Abbildung 4.35 nur schmalbandig emittierende Linien bei rund 3.22 eV. Ob im Fall der blauen Nichia-LED noch bei höheren Energien eine weitere Emissionslinie vorhanden ist, konnte mit resonanter Anregung nicht festgestellt werden. Dass es sich bei den hochenergetischen Linien auch um V-Defekt-Quantenfilmemissionen handelt, kann aufgrund der fehlenden Übereinstimmung der Emissionscharakteristika nicht gefolgert werden. So weisen die hochenergetischen Emissionen bei den Nichia-LEDs ei-

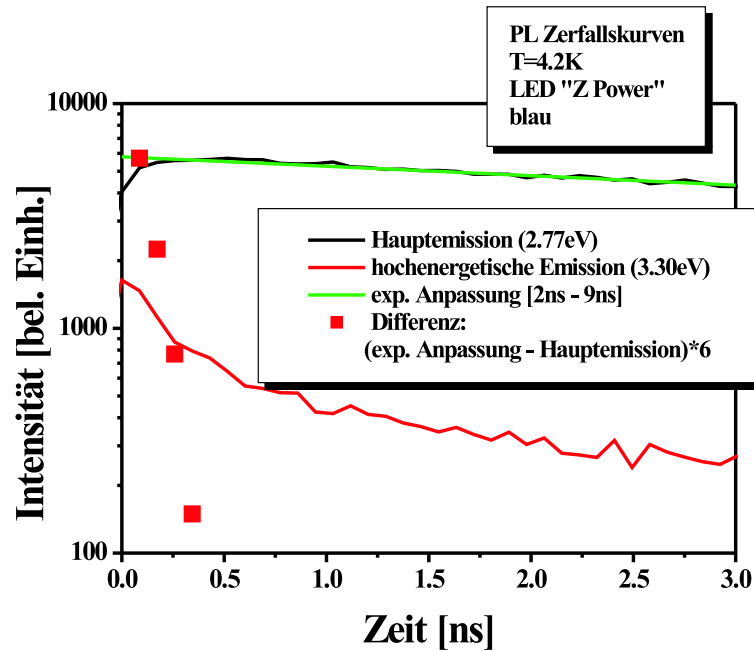


Abbildung 4.37: Photolumineszenzzerfallskurven der blauen LED von Seoul Semiconductor zusammen dargestellt mit einer Anpassung des Hauptemissionszerfalls im Intervall von 2 bis 9 ns nach der Anregung und der Differenz dieser Anpassung und dem initialen Abklingen der Hauptemission.

ne geringere Linienbreite als die Hauptemissionen auf und eine zu den Hauptemissionen parallele Wellenlängenverschiebung liegt auch nicht vor. Allerdings können im hohen Emissionsuntergrund, den die Nichia-LEDs im Energiebereich oberhalb von rund 3 eV aufweisen, durchaus weitere intensitätsschwache Emissionslinien verborgen sein.

Bei den Lumiled-LEDs treten mehrere schmale, intensitätsstarke Emissionslinien um 3.2 eV auf. Auch für diese LEDs gilt, dass eindeutige Hinweise auf Quantenfilmemissionen von V-Defekt-Facetten aufgrund der nicht beobachtbaren charakteristischen Eigenschaften dieser Emissionen nicht belegbar sind. Die Präsenz einer schwachen V-Defekt-Emission im Emissionsuntergrund kann aber auch hier nicht ausgeschlossen werden.

Auffällig bei allen kommerziellen LEDs war ein zeitlich schnell abklingender Untergrund zwischen den Hauptemissionen und den höherenergetischen Emissionen. In Abbildung 4.38 ist dieses Phänomen durch die zeitaufgelösten Spektren der grünen Osram-LED dargestellt. Bei den untersuchten Strukturen, die am Institut für Angewandte Physik gewachsen wurden, konnte dies nur bei einer Probe (BS981) in solch extremen Ausmaß festgestellt werden. Diese schnell abklingende Emission zwischen den eigentlichen Emissionen könnte auf einen Übergangsbereich zwischen V-Defekt-Quantenfilmen und den Quantenfilmen auf den c-Flächen deuten. Aus diesem Übergangsbereich würde nur eine geringe Photolumineszenzintensität detektierbar sein, da nur ein kleiner Flächenanteil der GaInN-Quantenfilme zu diesem Übergangsbereich gehört. Und das Photolumineszenzsignal würde sehr schnell abklingen, da sich die GaInN-Quantenfilme mit niedrigerer Bandlücke direkt an den Übergangsbereich anschließen. Beides paßt zu den in Abbildung 4.38 dargestellten zeitaufgelösten Photolumineszenzspektren um 2.8 eV.

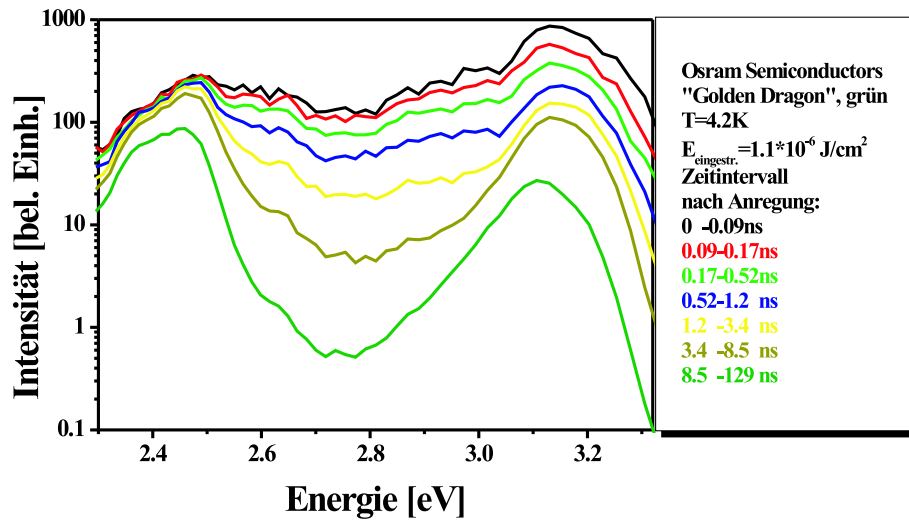


Abbildung 4.38: Zeitaufgelöste Photolumineszenzspektren der grün emittierenden LED von Osram Semiconductors bei $T = 4.2\text{ K}$.

Ergebnisse

Bei allen untersuchten kommerziellen LEDs wurden in zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen gegenüber der Hauptemission zusätzliche hochenergetische Emissionen beobachtet. Bei drei von fünf kommerziellen Herstellern wiesen die Emissionen gleiche Charakteristika auf, wie sie auch bei Strukturen mit V-Defekten beobachtet wurden und es konnte gezeigt werden, dass die hochenergetischen Emissionen nicht aus den GaN-Schichten stammen. Bei den LEDs der beiden anderen Hersteller konnte nicht ausgeschlossen werden, dass eine V-Defekt-Emission vorhanden ist. Sie konnte jedoch auch nicht eindeutig identifiziert werden.

Die Untersuchung deutet an, dass V-Defekte allgemein in auf hohe Quantenausbeute optimierten GaInN/GaN-Quantenfilmstrukturen auftreten. Die Photolumineszenzuntersuchungen sind zwar kein direkter Beleg für V-Defekt-Quantenfilme, da die hochenergetischen Emissionen in den kommerziellen LEDs prinzipiell auch aus GaInN-Schichten auf den c-Flächen stammen könnten, die von den Quantenfilmen, die zur Hauptemission beitragen, in ihrer Komposition abweichen. Die parallele Wellenlängenverschiebung der beiden Emissionen, der Ladungsträgertransfer und die größere Linienbreite der hochenergetischen Emission wären in diesem Fall zusammen jedoch nur schwer erklärbar. In Abschnitt 4.1.1 wurde anhand der Probe BS268 festgestellt, dass die V-Defekt-Quantenfilme schon als Barrieren wirken, wenn ihre Ausdehnung bzw. die Tiefe der V-Defekte noch zu gering ist, um in den zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen für eine detektierbare hochenergetische Emission zu sorgen. Es wäre somit nicht zu erwarten, dass in allen Strukturen von kommerziellen Herstellern eine deutliche Emission der Quantenfilme der V-Defekt-Facetten zu beobachten ist.

4.2 Nichtstrahlende Rekombination in GaInN/GaN Laserstrukturen

Prinzipiell besitzen GaN-basierte LEDs und Laserdioden die gleichen aktiven Zonen, bestehend aus GaInN-Quantenfilmen, GaN-Barrieren und AlGaIn-Elektronenbarrieren. Die Quantenfilmdicken und In-Gehalte sind in beiden optoelektronischen Bauteilen vergleichbar, wenn eine ähnliche Zielwellenlänge realisiert werden soll. Trotz dieser Ähnlichkeiten in der aktiven Zone scheinen nichtstrahlende Verlustprozesse unterschiedlich starke Auswirkungen auf die Funktion der beiden Bauteilsorten zu haben. Während die Effizienz von GaInN/GaN-LEDs als fast unabhängig von der Dichte der Durchstoßversetzungen befunden wurde [54], konnten Laserdioden mit Lebensdauern von über 10000 Stunden erst durch den Einsatz defektreduzierender Maßnahmen realisiert werden [8, 9, 35].

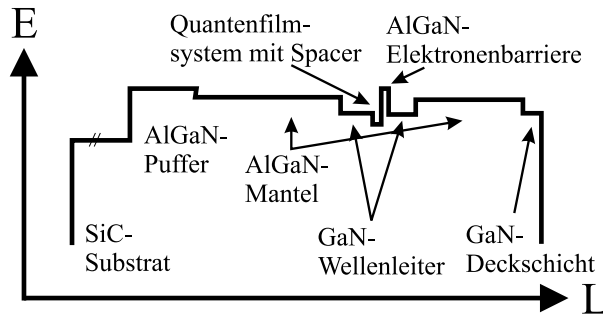
In dieser Arbeit wurden GaInN/GaN-Laserdiodenstrukturen mit optischen Messverfahren wie der temperatur- und leistungsabhängigen Photolumineszenz, der zeitaufgelösten Photolumineszenz und der optischen Verstärkungsspektroskopie untersucht. Diese Messverfahren erlaubten eine Charakterisierung der aktiven Zone und der Wellenleitereigenschaften.

Zwei Themen wurden bei den durchgeführten Untersuchungen behandelt. Zum einen sollte ermittelt werden, ob die Qualität der Laserstrukturen, insbesondere die Wellenleitung und die optische Verstärkung, mit einer hohen Effektivität der Lichterzeugung in der aktiven Zone einhergeht (Abschnitt 4.2.1). Ein solcher Zusammenhang kann erwartet werden, da die optische Verstärkung mit der Überschussladungsträgerdichte ansteigt und diese bei konstanter Pumpleistung vom Verhältnis der Geschwindigkeiten von strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationsprozessen abhängt. Durch den Vergleich mit einer GaInN-LED-Struktur sollte darüber hinaus ermittelt werden, ob es in der aktiven Zone zwischen jeweils optimierten LEDs und Laserdioden Unterschiede gibt, die die jeweiligen Anwendungen begünstigen, und ob über temperatur- und leistungsabhängige und zeitaufgelöste Photolumineszenzmessungen Hinweise auf solche Unterschiede zu finden sind.

Zum anderen wurde untersucht, ob die Alterung von Laserstrukturen während des Betriebes, für die mehrere Effekte wie die Diffusion von Dotieratomen [68, 69], hohe Stromdichten [70, 71], hohe Temperaturen [72] und Strukturveränderungen [73, 74] verantwortlich gemacht werden, auch durch Veränderungen der optischen Eigenschaften der aktiven Zone beobachtbar ist (Abschnitt 4.2.2). Dadurch könnten die Mechanismen der Alterung weiter spezifiziert werden.

4.2.1 Sind gute Laser auch gute LEDs?

Anhand von GaInN-basierten Laser- und LED-Strukturen, die von Osram Opto Semiconductors hergestellt wurden, konnte überprüft werden, ob Unterschiede im Bereich der aktiven Zonen von auf Laserbetrieb optimierter GaInN-Laserstrukturen und auf die Lichtausbeute optimierter GaInN-LEDs bestehen. Für diese Untersuchung standen eine Reihe von Laserstrukturen zur Verfügung (M0770, M1605, M1611, M1624), die mit einer optimierten LED-Struktur (Q1229) verglichen wurden. Alle Strukturen wurden auf SiC-Substrat mit einer AlGaIn-Pufferschicht gewachsen. Die Schichtstrukturen waren nahezu identisch. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Strukturen sind der Abbildung 4.39



Laser

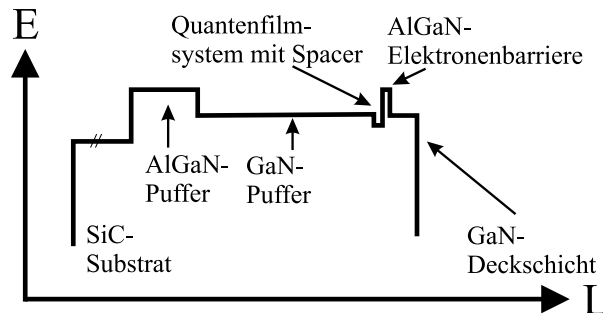
Unterschiede zwischen den Laserstrukturen:

M0770: Referenzstruktur

M1605: Wachstumstemperatur akt. Zone geändert

M1611: wie M1605 mit kürzerem Spacer

M1624: wie 1605 mit 2xSi-Dotierung in aktiver Zone



LED

Abbildung 4.39: Skizzierter Bandlückenverlauf der untersuchten Laserstrukturen und der LED Q1229. Die Unterschiede der aktiven Zonen der Laserstrukturen sind angegeben.

zu entnehmen. Weitere Daten befinden sich im Anhang A. Bei den Laserstrukturen wird die Wellenführung durch GaN-Wellenleiterschichten und AlGaIn-Mantelschichten um die aktive Zone erreicht. Bei der LED fallen die zur Wellenführung nötigen Schichten weg. Sie besitzt aber oberhalb der AlGaIn-Pufferschicht noch eine dicke GaN-Schicht, so dass das GaInN der Quantenfilme auf relaxiertem GaN gewachsen wird. Die Quantenfilme der LED sind bezüglich der Breite und des In-Gehalts denen der Laserdioden ähnlich. Auch die Defektdichte in den Strukturen ist nominell gleich. Die Schichten oberhalb der aktiven Zone sind mit Magnesium p-dotiert; die unterhalb der aktiven Zone mit Silizium n-dotiert.

Die Qualität der Laserstrukturen wurde über mehrere Messungen definiert: Es wurden prozessierte Halbleiterlaserdioden aus den Strukturen hergestellt, an denen die Schwellstromdichten, die Verlustleistungen und die Lebensdauern der Laser bestimmt wurden. Die Schwellstromdichten sind in Abbildung 4.40 (oben) zu sehen. Die Verlustleistungen im Betrieb und die Lebensdauern der Laserdioden zeigen ein aus den Schwellströmen ableitbares Verhalten: Bei einem geringen Schwellstrom ist auch die Verlustleistung gering und die Lebensdauer der Laserdioden erhöht sich, da die Struktur durch geringere Ströme oder geringere Wärmeerzeugung weniger schnell beschädigt wird. Bei höheren Schwellströmen steigen entsprechend die Verlustleistungen und die Lebensdauern sinken.

Zusätzlich zu den elektrischen Messungen an den Laserdioden wurden an den unprozessierten Laserstrukturen optische Verstärkungsmessungen mit der variablen Strichlängenmethode (vgl. Abschnitt 3.3) durchgeführt. Die ermittelten Werte für die Wellenleiterverluste und die optische Verstärkung bei unterschiedlicher Anregungsleistung bei Raumtem-

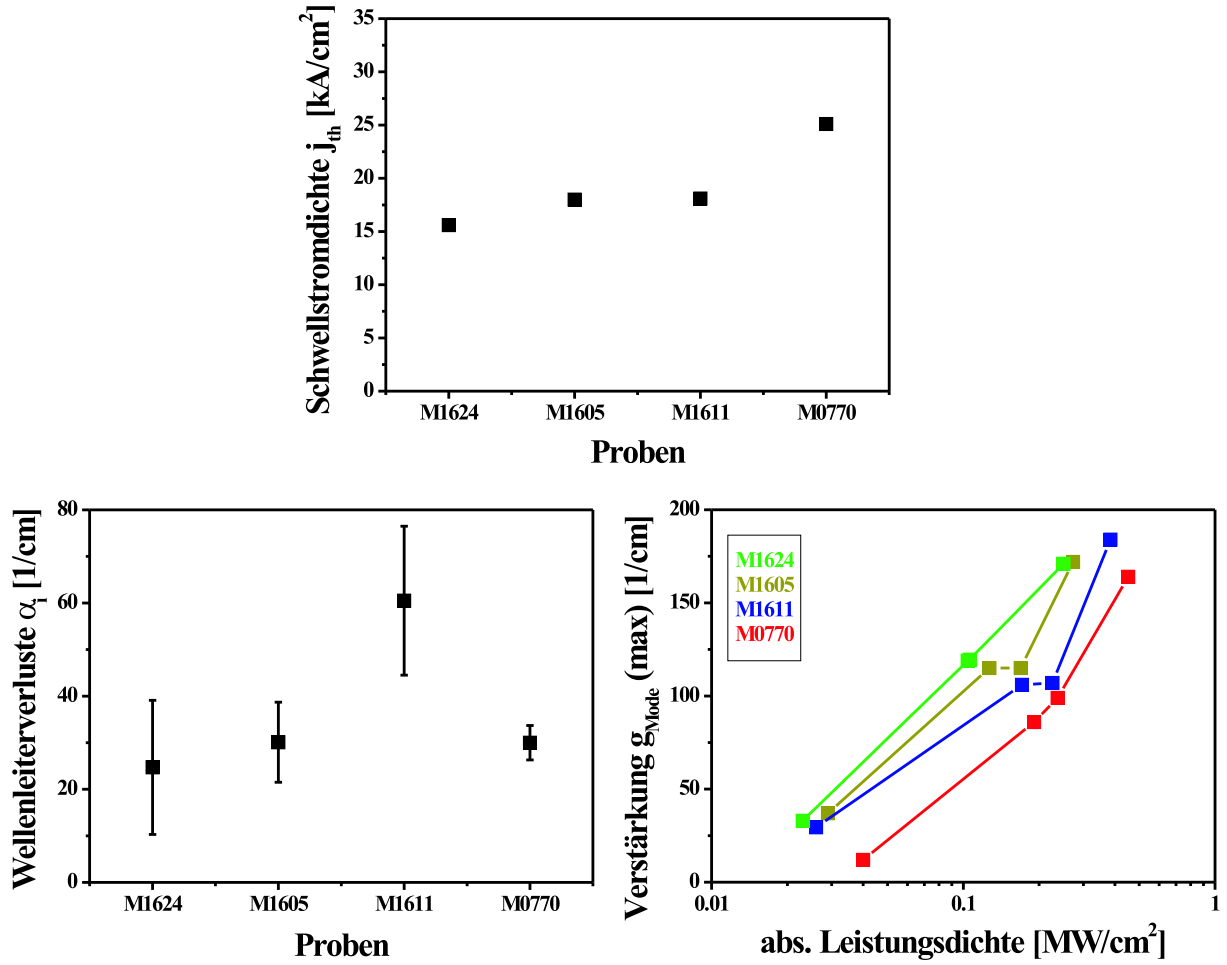


Abbildung 4.40: Schwellstromdichten von prozessierten Laserdioden der untersuchten Laserstrukturen (gemessen von Osram Opto Semiconductors / oben). Über optische Verstärkungsmessungen mit variierter Anregungsleistung gemittelte Wellenleiterverluste (unten, links) und optische Verstärkung bei verschiedenen absorbierten Pumpleistungen (unten, rechts) der unprozessierten Laserstrukturen.

peratur sind in Abbildung 4.40 (unten) dargestellt. Die Daten aus den optischen Untersuchungen bestätigen die Ergebnisse aus den elektrischen Messungen. Bei den Laserdioden, die geringe Schwellstromdichten aufweisen, sind auch nur geringe optische Pumpleistungen nötig, um einen bestimmten Verstärkungshub g_{Mode} zu erhalten. Die Wellenleiterverluste hingegen zeigen keinen einheitlichen Trend entsprechend den elektrischen Messungen⁷.

Vor der Gegenüberstellung von Messungen an den vier Laserdioden und der LED Q1229 muss beantwortet werden, inwieweit die aktive Zone der LED mit denen der La-

⁷Es wurde festgestellt, dass die Werte für die Wellenleiterverluste stark von der gemessenen Position auf der Probe abhängen. In weiteren Untersuchungen wurden die Wellenleiterverluste aus Mittelwerten von Messungen an verschiedenen Probenpositionen bestimmt. Hier wurde jedoch nur eine Position berücksichtigt, an der bei verschiedenen Anregungsleistungen gemessen wurde. Es wird auch bei dieser Untersuchung, durch die großen Fehlerbalken angedeutet, ersichtlich, dass die ermittelten Wellenleiterverluste stark schwanken.

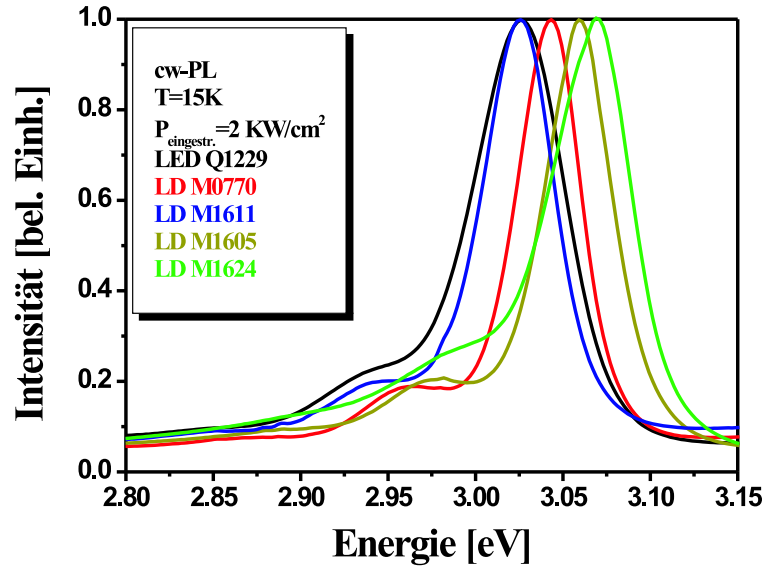


Abbildung 4.41: Photolumineszenzspektren der verglichenen LED- und Laserstrukturen bei $T = 15\text{ K}$.

serdioden vergleichbar ist. Von letzteren war der nahezu identische Aufbau aus den Angaben zum Wachstum bekannt. Eine andere Quantenfilmbreite bei der LED kann aber eine veränderte Rekombinationswahrscheinlichkeit der Überschussladungsträger als Folge haben und das Verhältnis von strahlender zu nichtstrahlender Rekombination, welches im folgenden untersucht wird, stark beeinflussen. Um die Vergleichbarkeit der Quantenfilmsysteme zu bestätigen, wurden die Emissionsenergien und die strahlenden Rekombinationszeiten verglichen. Die Emissionsspektren bei tiefen Temperaturen sind in Abbildung 4.41 zusammengestellt. In Tabelle 4.3 sind die ebenfalls bei tiefen Temperaturen ermittelten Rekombinationszeiten $\tau_{\text{str,kurz}}$ und $\tau_{\text{str,lang}}$ (siehe Abschnitt 3.1) aufgelistet. Sie konnten direkt aus den Anpassungen an die Zerfalldynamik der Photolumineszenz bei $T = 4.2\text{ K}$ ermittelt werden, da nichtstrahlende Konkurrenzprozesse bei diesen Temperaturen vernachlässigbar sind. Die Emissionsenergie ist abhängig vom In-Gehalt und durch den QCS-Effekt von der Quantenfilmbreite. Bei den gegebenen Strukturen mit Quantenfilmbreiten von 2 bis 3 nm und In-Gehalten von rund 10 % wirken sich Veränderungen des In-Gehalts um einen Prozentpunkt oder der Quantenfilmbreite um eine halbe Gitterkonstante gleich stark auf die Emissionswellenlänge aus (vgl. Abbildung 4.11). Anders ist dies bei den strahlenden Rekombinationszeiten (vgl. ebenfalls Abbildung 4.11). Zwar ist das Überlappquadrat der Elektronen- und Löcherwellenfunktionen ebenfalls abhängig von der Quantenfilmbreite und dem In-Gehalt, aber bei den gegebenen Größen dieser Werte in den untersuchten Strukturen wirkt sich eine Änderung der Quantenfilmbreite (um eine halbe Gitterkonstante) viel stärker auf den Überlapp aus als eine Veränderung des In-Gehalts (um einen Prozentpunkt). Die strahlende Rekombinationszeit ist damit eher eine Funktion der Quantenfilmbreite.

Der Tabelle 4.3 ist zu entnehmen, dass die strahlenden Rekombinationszeiten $\tau_{\text{str,lang}}$ und $\tau_{\text{str,kurz}}$ der Laserdioden sehr ähnlich sind. Die Rekombinationszeit $\tau_{\text{str,lang}}$ der LED deutet auf geringfügig breitere Quantenfilme hin. Die Abweichung würde aber weniger als eine

halbe Gitterkonstante betragen. Die kürzere strahlende Rekombinationszeit $\tau_{\text{str,kurz}}$ wird durch eine höhere Ladungsträgerdichte nach dem Anregungspuls bedingt, da die LED vier absorbierende Quantenfilme hat, statt wie die Laserstrukturen drei. Dadurch könnte eine anfängliche Abschirmung der piezoelektrischen Felder in den Quantenfilmen bei der LED verstärkt auftreten. Es bleibt jedoch festzuhalten, dass die strahlenden Rekombinationszeiten und die Emissionsenergien auf nahezu identische In-Gehalte und Quantenfilmbreiten in den Proben deuten.

An den vier Laserstrukturen und der LED wurden temperatur- und leistungsabhängige Photolumineszenzmessungen unter resonanter Anregung durchgeführt, um die internen Quantenausbeuten zu bestimmen. Die Verläufe der Quantenausbeute geben nach Gleichung 3.18 temperatur- und leistungsabhängig das Verhältnis von strahlender zu nicht-strahlender Rekombination in den GaInN-Quantenfilmen wieder. Bleibt die Quantenausbeute nahe eins, so sind nichtstrahlende Verlustprozesse noch nicht aktiv (vgl. dazu Abbildung 3.8). Die gemessenen Quantenausbeuten sind in den Abbildungen 4.42 und 4.43 zusammengestellt.

In der leistungsabhängigen Darstellung ist zu erkennen, dass die interne Quantenausbeute der LED bei tiefsten Temperaturen von hohen Leistungen ($P_{\text{eingestr}} = 2 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$) bis zu sehr niedrigen Leistungen ($P_{\text{eingestr}} \approx 50 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$) nahe eins verbleibt. Die strahlende Rekombinationsrate ist viel größer als die nichtstrahlende. Bei den Laserstrukturen, und insbesondere bei den Lasern, die niedrige Schwellströme und hohe Verstärkungswerte aufweisen, beginnt ein signifikanter Abfall der Quantenausbeute schon bei höheren Anregungsleistungen ($P_{\text{eingestr}} \approx 1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ bei M1624) bzw. Überschussladungsträgerdichten. Es ist sogar über die vier Laserstrukturen beobachtbar, dass die interne Quantenausbeute bei niedrigen Anregungsleistungen umso höher ist, je höher die Schwellstromdichte für den Laserbetrieb ausfällt.

Ein Abfall der Quantenausbeute mit abnehmender Überschussladungsträgerdichte tritt auf, da die strahlende und die nichtstrahlende Rekombinationsrate verschiedene Abhängigkeiten von der Ladungsträgerdichte besitzen (vgl. Abbildung 3.8). Da die strahlende Rekombinationsrate in den Strukturen nahezu gleich ist, folgt eine erhöhte nichtstrahlende Rate in den Laserstrukturen, die im Laserbetrieb eine höhere Verstärkung zeigen, während in der LED und den Laserstrukturen mit niedrigeren Verstärkungswerten die nichtstrahlende Rekombination weniger wesentlich ist.

Probe	$\tau_{\text{str,lang}}$ [ns]	$\tau_{\text{str,kurz}}$ [ns]
LED Q1229	75.7	1.12
LD M0770	54.3	1.38
LD M1605	58.3	1.31
LD M1611	59.9	1.71
LD M1624	59.6	1.36

Tabelle 4.3: Strahlende Rekombinationszeiten aus zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen bei $T = 4.2 \text{ K}$ und identischer Anregung $E_{\text{eingestr}} = 10^{-6} \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$; ermittelt durch Anpassung von Exponentialfunktionen an die Zerfalldynamik der Photolumineszenz direkt nach der Anregung ($\tau_{\text{str,kurz}}$) und im Ausklingen ($\tau_{\text{str,lang}}$).

Die temperaturabhängigen Quantenausbeuteverläufe bestätigen die Tendenz, dass die LED und die Laser mit niedrigeren Verstärkungswerten bzw. hohen Schwellströmen im Laserbetrieb eher höhere Quantenausbeuten aufweisen. Bei der LED ist dies eindeutig zu beobachten. Hier bleibt die Quantenausbeute über einen großen Temperaturbereich nahe bei eins, was wieder für einen geringen Einfluss der nichtstrahlenden Rekombination spricht. Die Quantenausbeute, die bei Raumtemperatur übrig bleibt, ist um ein vielfaches

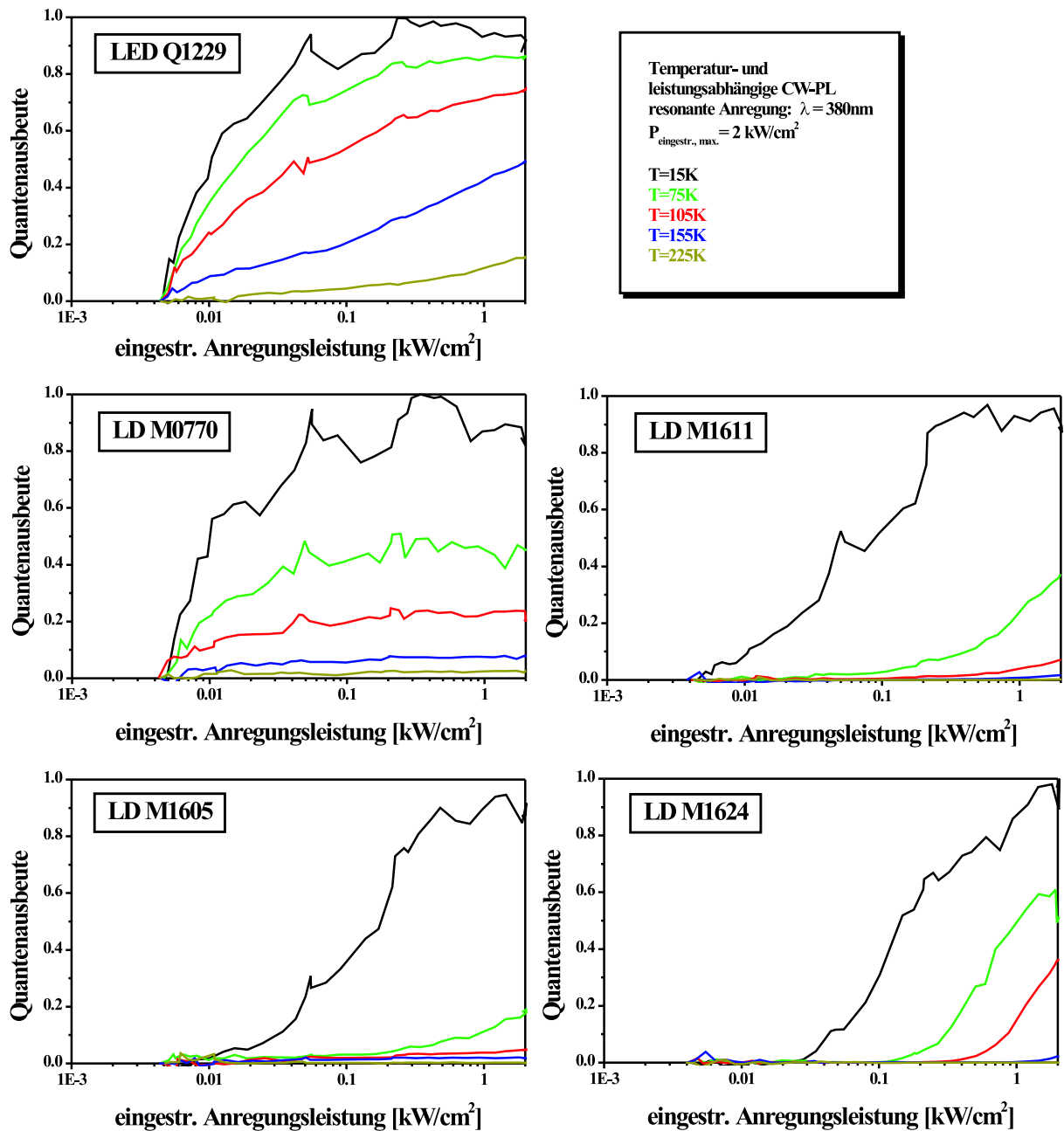


Abbildung 4.42: Leistungsabhängige interne Quantenausbeuten der LED Q1229 und der vier Laserstrukturen M0770, M1605, M1611 und M1624 bei verschiedenen Temperaturen bestimmt über CW-Photolumineszenzmessungen.

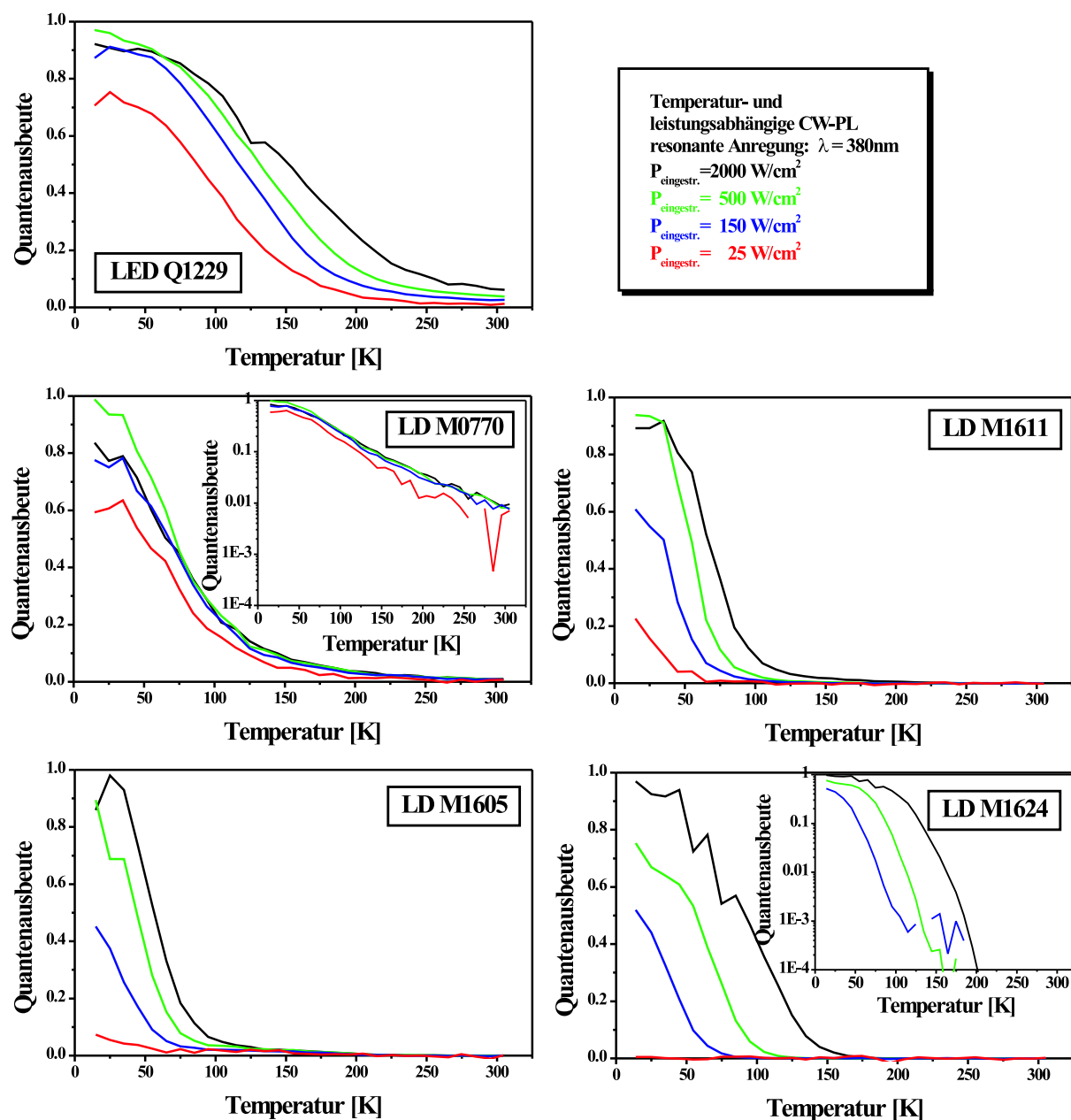


Abbildung 4.43: Temperaturabhängige interne Quantenausbeuten der LED Q1229 und der Laserstrukturen M0770, M1605, M1611 und M1624 bei verschiedenen Leistungen bestimmt über CW-Photolumineszenzmessungen.

höher als bei den Laserstrukturen. Bei den Laserstrukturen beginnt der Abfall der Quantenausbeute schon bei Temperaturen unter 50 K. Bei höheren Temperaturen über 150 K sinkt aber besonders bei der besten Laserstruktur M1624 mit dem niedrigsten Schwellstrom und der höchsten Verstärkung, die gemessene Quantenausbeute schnell auf null, während sie bei M0770, einer Struktur mit eher schlechten Lasereigenschaften, bei Raumtemperatur noch im niedrigen einstelligen Prozentbereich liegt.

Die Aktivierungsenergien und die zugehörigen Vorfaktoren, die aus Anpassungen der tem-

Probe	P_{eingestr} [$\frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$]	E_{AE1} [meV]	Faktor C_1	E_{AE2} [meV]	Faktor C_2	E_{AE3} [meV]	Faktor C_3
LED Q1229	2	29	6	116	$1.2 \cdot 10^3$		
	1	24	4	97	$0.8 \cdot 10^3$		
	0.5	20	3	88	$0.8 \cdot 10^3$		
LD M0770	2	15	8	50	$0.3 \cdot 10^3$	191	$8.8 \cdot 10^3$
	1	22	29	66	$0.7 \cdot 10^3$	171	$1.3 \cdot 10^3$
	0.5	19	19	58	$0.5 \cdot 10^3$	174	$2.3 \cdot 10^3$
LD M1611	2	23	81	42	$1.1 \cdot 10^3$	345	$1 \cdot 10^9$
	1	9	3	32	$0.8 \cdot 10^3$	378	$3 \cdot 10^9$
	0.5	3	1	28	$0.7 \cdot 10^3$	355	$2 \cdot 10^9$
LD M1605	2	21	17	53	$3.4 \cdot 10^3$	194	$21 \cdot 10^3$
	1	24	55	60	$5.6 \cdot 10^3$	368	$28 \cdot 10^9$
	0.5	20	50	49	$10 \cdot 10^3$	287	$6 \cdot 10^9$
LD M1624	2	18	9	130	$0.7 \cdot 10^6$	371	$1.5 \cdot 10^9$
	1	20	14	120	$1.7 \cdot 10^6$	292	$37 \cdot 10^9$
	0.5						

Tabelle 4.4: Aktivierungsenergien aus den temperaturabhängigen Quantenausbeuteverläufen der LED Q1229 und der Laserstrukturen M0770, M1611, M1605 und M1624.

peraturabhängigen Quantenausbeuten mit zwei oder drei exponentiell abfallenden Funktionstermen entsprechend Gleichung 3.23 bestimmt wurden, sind in der Tabelle 4.4 für die LED und die vier Laserstrukturen für drei verschiedene Anregungsleistungen aufgelistet. Die Größen der Aktivierungsenergien entsprechen, wie schon in Abschnitt 4.1.3 behandelt, einer Lokalisationsenergie bis rund 20 meV, einer Exzitonenbindungsenergie um 50 meV und einer Barrierenenergie um 370 meV, sowie eventuell deren halben Wert um 180 meV. Abweichungen gab es bei der LD M1624 und der LED Q1229, bei denen die zweite Aktivierungsenergie bei rund 100 meV lag und im Fall der LED keine höhere Aktivierungsenergie bestimmbar war. Die 100 meV liegen zwischen der Exzitonenbindungsenergie und der Barrierenenergie. Die entsprechenden Energien waren aus den Messdaten nicht zu trennen.

Die Aktivierungsenergien und die zugehörigen Vorfaktoren, die ein Maß für die Effektivität des aktivierten nichtstrahlenden Verlustprozesses sind, geben das gleiche Bild wieder, wie die Quantenausbeuteverläufe. Bei den Laserstrukturen bleiben die Werte der höchsten Aktivierungsenergien zwar ungefähr gleich bei rund 370 bzw. 180 meV, die Vorfaktoren, also die Effizienz des Verlustprozesses, nimmt bei den Laserstrukturen mit hohen Verstärkungswerten im Laserbetrieb eher zu. Bei der LED konnten die Aktivierungsenergien aus den Quantenausbeuteverläufen leider nicht genau genug separiert werden, um festzustellen, ob hier V-Defekte als Barrieren um die Durchstoßversetzungen vorhanden sind, die eine Aktivierungsenergie definieren. Diese würde in etwa bei 200 bis 300 meV oder dem halben Wert zu erwarten sein. Die zweite angepasste Aktivierungsenergie von rund 100 meV könnte auf GaInN-V-Defekt-Barrieren weisen. Allerdings muss man sie als fehlerhaft ansehen, da in ihr auch der Abfall der Quantenausbeute bedingt durch die Exzitonenendissoziation steckt.

Zusammenfassend lässt sich aus den leistungs- und temperaturabhängigen Quantenausbeutemessungen schließen, dass in der LED und in den Laserstrukturen, die geringere optische Verstärkung / höhere Schwellströme aufwiesen, die nichtstrahlenden Rekombinationsprozesse von Überschussladungsträgern, besonders bei Temperaturen über 150 K, besser unterdrückt sind, während sie in den Laserstrukturen mit hohen Verstärkungswerten wesentlich sind. Dieses Ergebnis ist aber auf den bei den Messungen vorliegenden Bereich niedriger Anregungsleistung beschränkt. Bei den erzeugten Überschussladungsträgerdichten tritt kaum eine Abschirmung der piezoelektrischen Felder auf und Lokalisationseffekte wirken sich noch auf die nichtstrahlende Rekombination aus.

Ein identisches Bild, was die nichtstrahlenden Verlustprozesse bei niedrigen Anregungsleistungen betrifft, zeigen auch die zeitaufgelösten, temperaturabhängigen Photolumineszenzmessungen. In Tabelle 4.3 wurde schon aufgeführt, dass die strahlenden Rekombinationszeiten der Strukturen bei $T = 4.2\text{ K}$ fast gleich sind. Bei dieser Temperatur können nichtstrahlende Prozesse näherungsweise vernachlässigt werden, so dass die strahlenden Rekombinationszeiten den effektiven, gemessenen Zeiten aus den Photolumineszenzzerfallskurven entsprechen. Mit zunehmender Temperatur werden die nichtstrahlenden Rekombinationsprozesse aktiv und beschleunigen den zeitlichen Zerfall des Photolumineszenzsignals nach dem Anregungspuls. In Abbildung 4.44 ist dies für die LED und die Laserstrukturen M0770 und M1624 für drei Temperaturen dargestellt. Es wurde jeweils auf der Mittelposition der Emissionslinie gemessen. Die Zunahme der effektiven Zerfallsgeschwindigkeit des Photolumineszenzsignals mit der Temperatur ist deutlich zu unterscheiden. Bei der LED bleibt die effektive Rekombinationszeit bis $T = 120\text{ K}$ fast konstant, bei der Laserstruktur M0770, die geringe Verstärkung im Laserbetrieb zeigte und in den Quantenausbeutemessungen ähnliche Verläufe wie die LED aufwies, nimmt die effektive Rekombinationszeit oberhalb von $T = 45\text{ K}$ an stark ab. Bei der Laserstruktur M1624 mit hohen Verstärkungswerten im Laserbetrieb tut sie dies schon unterhalb von 45 K . Bei 120 K war bei dieser Struktur schon längst kein Photolumineszenzsignal mehr zu detektieren, weil die nichtstrahlenden Prozesse zu dominant wurden.

Für die untersuchten Proben sind die ermittelten Quantenausbeuten aus den Zerfallsmessungen, die effektiven Zerfallszeiten unmittelbar nach dem Anregungspuls und die daraus bestimmten strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationszeiten in Abbildung 4.45 zu sehen. Die strahlenden und nichtstrahlenden Zeiten konnten unter der Annahme, dass bei niedrigsten gemessenen Temperaturen die Quantenausbeute gleich eins gesetzt werden kann, bestimmt werden. Besonders für die Laserstrukturen M1605 und M1624 ist diese Annahme kritisch, da die Quantenausbeute schon bei niedrigsten Temperaturen stark abfällt. Allerdings würde eine entsprechende Korrektur der Daten mit der Annahme einer geringeren Quantenausbeute als 1 bei den tiefsten Messtemperaturen die ohnehin schon kurzen nichtstrahlenden Rekombinationszeiten für diese Strukturen nur weiter vermindern. Wie schon in den Zerfallskurven beobachtet, nimmt die effektive Zerfallszeit $\tau_{\text{eff,kurz}}$ mit der Temperatur besonders bei den Laserstrukturen, die hohe Verstärkungen zeigten, schnell ab und bleibt bei der Laserstruktur M0770 und besonders bei der LED bis zu höheren Temperaturen groß. Die Quantenausbeuteverläufe und die nichtstrahlenden Rekombinationszeiten bestätigen, was auch schon bei den temperatur- und leistungsabhängigen Photolumineszenzmessungen beobachtet wurde. Die nichtstrahlenden Rekombinationsprozesse werden von der LED über die Laserstrukturen mit geringen Verstärkungen zu

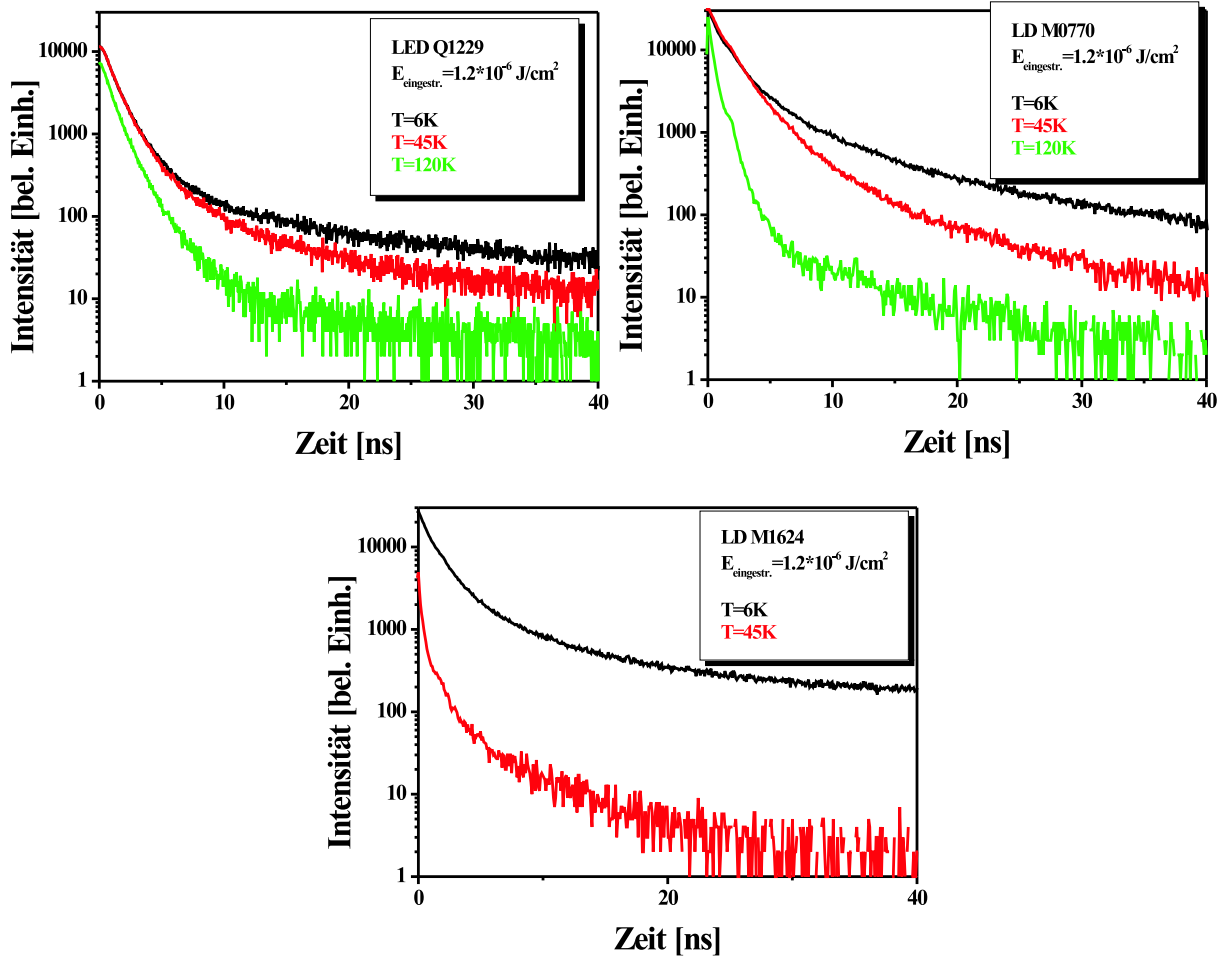


Abbildung 4.44: Temperaturabhängigkeit des Zerfalls der Photolumineszenzintensität für die LED-Struktur Q1229 und die Laserstrukturen M0770 und M1624.

den Laserstrukturen mit hohen Verstärkungen immer wesentlicher. Die nichtstrahlenden Rekombinationszeiten werden kürzer.

Die strahlende Rekombinationszeit sollte mit der Temperatur linear ansteigen, wie es näherungsweise bei der LED geschieht, da im zweidimensionalen Quantenfilmsystem der strahlende Rekombinationskoeffizient B proportional zur Temperatur ist [118, 119]. Eine Abweichung davon war bei der Laserstruktur M0770 beobachtbar, die sich bis Raumtemperatur messen ließ. $\tau_{\text{str,kurz}}$ blieb hier in etwa konstant. Der Grund für dieses abweichende Verhalten war ein der Quantenfilmlumineszenz überlagertes Emissionssignal mit einer langen Abklingzeit. Mit zunehmender Temperatur stieg der relative Anteil dieses Signals verglichen mit der Quantenfilmlumineszenz. Die Quantenausbeute bei hohen Temperaturen verblieb bei zu hohen Werten, so dass sie sogar jener der LED-Struktur entsprach. Damit ergab sich nach den Gleichungen 3.18 und 3.19 für hohe Temperaturen rechnerisch ein zu kleiner Wert von $\tau_{\text{str,kurz}}$.

Effiziente GaInN-basierte LED-Strukturen, bei denen die nichtstrahlende Rekombination unterdrückt wird, sind nach den Ergebnissen aus den Photolumineszenzmessungen

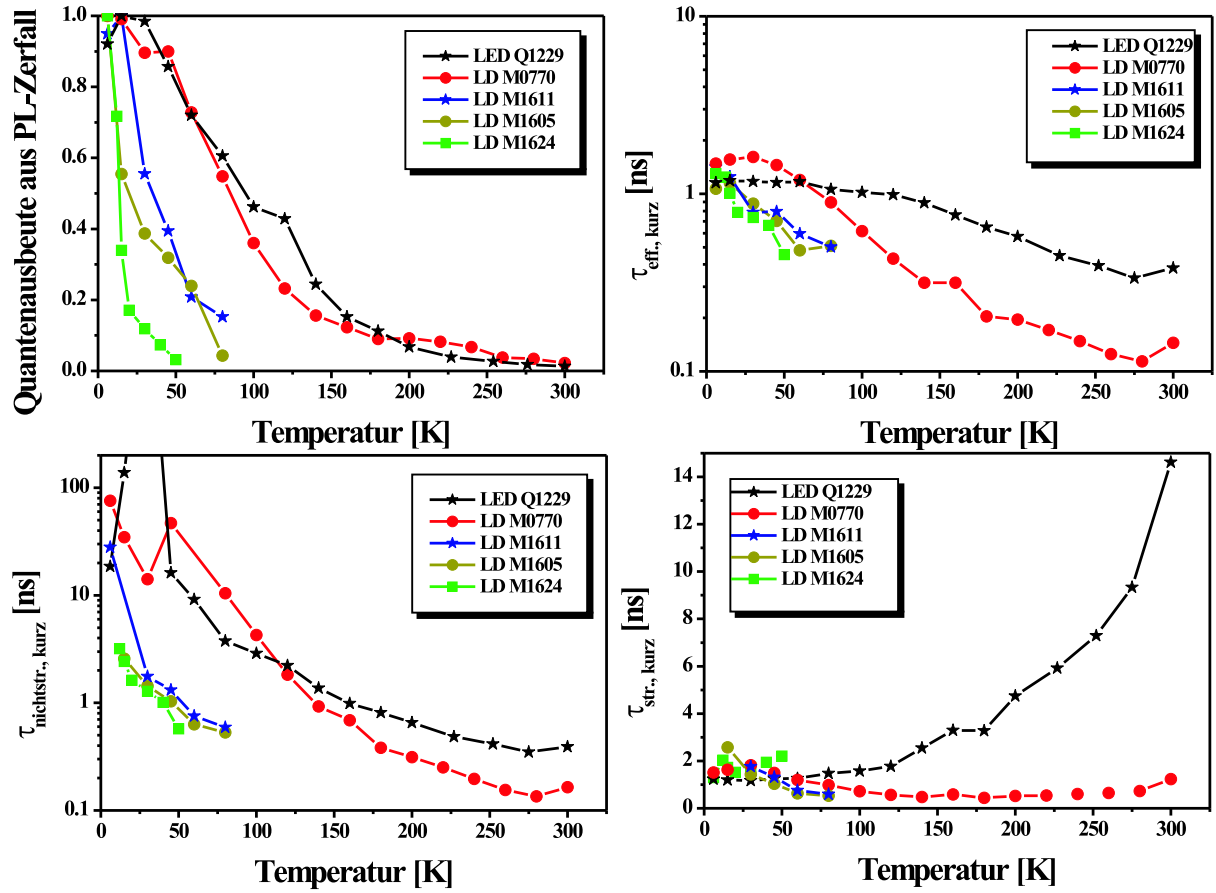


Abbildung 4.45: Daten aus der zeitaufgelösten Photolumineszenz an den Laserstrukturen M0770, M1611, M1605, M1624 und der Referenz-LED Q1229 für verschiedene Temperaturen und einer Anregungsenergie von $E_{\text{eingestr}} = 1.2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$. Die Zerfallsdynamik wurde jeweils auf der mittleren Energieposition der Emission aufgenommen. Die Quantenausbeute und die effektive Zerfallszeit wurden über die Intensitätsbestimmung und eine exponentielle Anpassung unmittelbar nach der Anregung ermittelt. Entsprechend gelten die strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationszeiten für diesen Systemzustand der Quantenfilme.

als Laserstrukturen eher ungeeignet. Ein möglicher Grund können die V-Defekte sein. Zum einen erhöhen die V-Defekte die Quantenausbeute der Strukturen, da sie Barrieren um die nichtstrahlenden Rekombinationszentren, die Durchstoßversetzungen, bilden, und so die nichtstrahlenden Prozesse unterbinden. Zum anderen wird durch die V-Defekte ein Anteil des verstärkenden Mediums der Quantenfilme nicht an der Verstärkung beteiligt. Nach Gleichung 3.27 wird der Confinementfaktor reduziert, was die Verstärkungseigenschaften mindert. Die V-Defekte müssen in diesem Fall wie „Löcher“ im aktiven Medium wirken. Zusätzlich durchzieht mit den V-Defekten eine große Anzahl von GaInN/GaN-Grenzflächen die aktive Zone mit unterschiedlichen Orientierungen zur Lichtausbreitung des Laserlichtes. Der Anteil des Lichtes, der in diesem Bereich geführt wird, ist zwar gering, trotzdem ist ein erhöhter Verlust durch Lichtstreuung an den V-Defekten denkbar.

Um der Theorie, dass V-Defekte schlechte Verstärkungseigenschaften in Laserstruk-

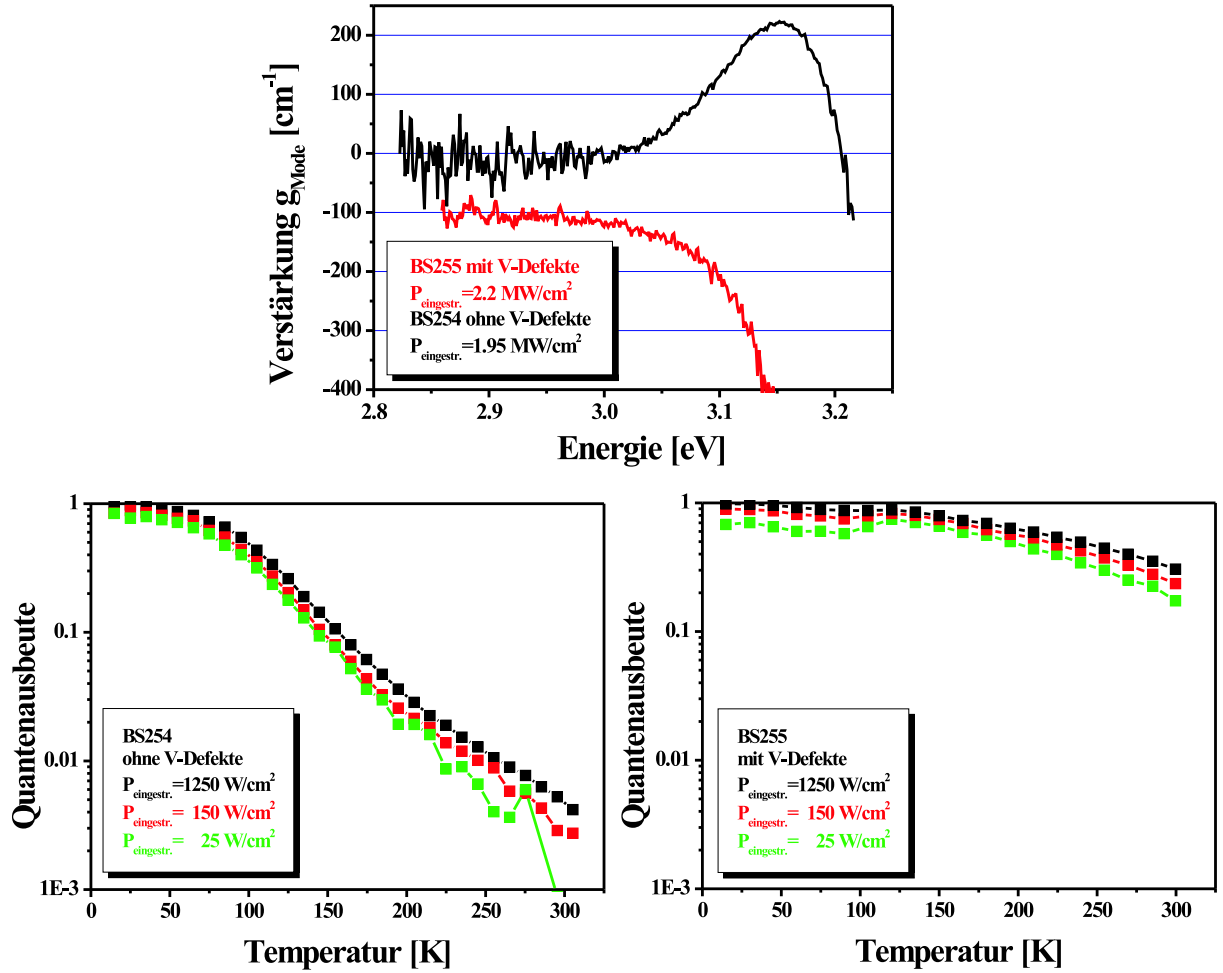


Abbildung 4.46: Verstärkungsspektren bei Raumtemperatur von Laserstrukturen mit (BS255) und ohne (BS254) V-Defekte [172] (oben). Verläufe der internen Quantenausbeute aus temperatur- und leistungsabhängigen Photolumineszenzmessungen mit cw-Anregung für BS254 und BS255 (unten).

turen hervorrufen, weiter nachzugehen, wurden am Institut für Angewandte Physik Laserstrukturen auf SiC mit Emissionswellenlängen im Bereich um 400 nm gewachsen. Verschiedene Laserstrukturen wiesen wie die Quantenfilmstrukturen in Abschnitt 4.1 GaInN-Quantenfilme entweder mit oder ohne V-Defekte auf. Die Schichtstrukturen sind den Strukturen von Osram Opto Semiconductors sehr ähnlich. Es liegen GaN-Wellenleiter und AlGaIn-Mantelschichten vor. Die Quantenfilmanzahl bei den in dieser Arbeit untersuchten Laserstrukturen BS254 und BS255 beträgt vier. Weitere Informationen über die Proben, auch über den konkreten Schichtaufbau, sind der Referenz [172] zu entnehmen. Die Strukturen mit V-Defekte zeigten keine Verstärkung und höhere Wellenleiterverluste; die ohne V-Defekte zeigten sehr wohl eine optische Verstärkung [172]. Die Verstärkungsspektren zweier Strukturen sind exemplarisch in Abbildung 4.46 (oben) dargestellt. An diesen Strukturen wurden auch temperatur- und leistungsabhängige Photolumineszenzmessungen durchgeführt. Die Quantenausbeuteverläufe fielen bei der Struktur mit V-Defekte bei Raumtemperatur wie erwartet höher aus (vgl. Abbildung 4.46 (unten)). Die Verstärkungs-

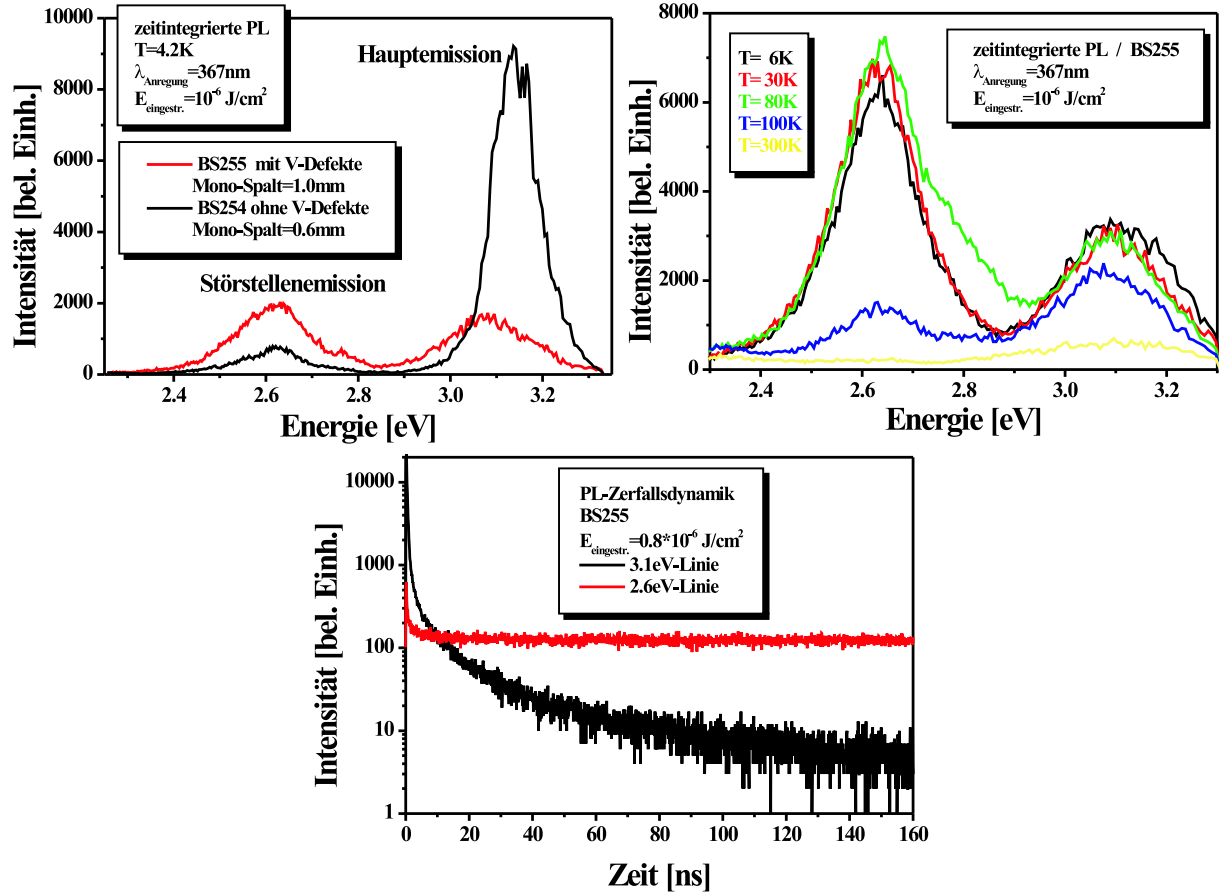


Abbildung 4.47: Vergleich der Photolumineszenzspektren von BS254 und BS255 bei $T=4.2\text{ K}$ (oben links). Temperaturabhängigkeit der Emissionslinien bei BS255 (oben rechts). Zerfallsdynamik der Photolumineszenzemissionen von BS255 bei $T=4.2\text{ K}$ (unten).

messungen und die Quantenausbeutemessungen an den Laserstrukturen mit V-Defekte, BS255, und ohne V-Defekte, BS254, zeigen damit das gleiche Verhalten, das bei den Laserstrukturen von Osram Opto Semiconductors mit hohen und niedrigen Verstärkungswerten beobachtet wurde.

In zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen wurde überprüft, ob eine Emission aus den Quantenfilmen der V-Defekte der Struktur BS255 detektierbar ist. In den zeitaufgelösten Messungen bei tiefen Temperaturen zeigten jedoch beide Laserstrukturen, BS255 und BS254, je zwei Emissionslinien (Abbildung 4.47). Die beiden Emissionen sind in diesem Fall nicht wie in den meisten Proben bisher der Hauptemission von Quantenfilmen auf den c-Flächen und einer energetisch höherliegenden Emission der Quantenfilme der V-Defekte zuzuordnen. In temperaturabhängigen Photolumineszenzmessungen wurde beobachtet, dass die niederenergetische Emissionslinie in beiden Strukturen bei Temperaturen über 100 K mit zunehmender Temperatur schneller als die hochenergetische Emission verschwindet. Photolumineszenzzerfallskurven von den Mittelpositionen der beiden Emissionslinien der Probe BS255 sind in Abbildung 4.47 (unten) dargestellt. Die Rekombinationsdynamiken verhielten sich bei BS254 und BS255 identisch. Die hochenergetische Emission zeigte einen schnellen Abfall des Photolumineszenzsignals nach der Anregung.

Die niederenergetische Emission wies dagegen eine ungewöhnlich lange Abklingzeit der Photolumineszenz auf. Die extrem langen Abklingzeiten der niederenergetischen Emissionslinien und ihr temperaturabhängiges Verhalten deuten auf eine Störstellenemission hin. Es könnte sich um die Gelbe Lumineszenz aus den AlGaIn-Mantelschichten handeln. Die Temperaturabhängigkeit und die Zerfalldynamik der Gelben Lumineszenz wurde von Seitz untersucht [173]. Bei GaN liegt die Gelbe Lumineszenz bei ca. 2.2 eV. Bei GaInN und AlGaIn verschiebt sich die spektrale Lage der Gelben Lumineszenz entsprechend des In- oder Al-Gehalts zu niedrigeren bzw. höheren Energien [174, 175]. Bei rund 20 % Al sollte sie bei 2.6 eV liegen. Dieser Al-Gehalt entspricht denen in den AlGaIn-Schichten der Laserstruktur. Die Emissionen bei 3.1 eV sind die Quantenfilmemissionen der c-Flächen. Eine V-Defekt-Emission bei BS255 ist nicht detektierbar, da die Hauptemission und die GaN-Bandkante energetisch zu nah zusammen liegen. Trotzdem konnte das sich gegenseitige Ausschließen von effektiver Unterdrückung nichtstrahlender Rekombination durch V-Defekt-Ausbildung und hoher optischer Verstärkung durch die im Institut für Angewandte Physik hergestellten Laserstrukturen bestätigt werden.

Es muss jedoch auf eine geringe Unstimmigkeit hingewiesen werden. Bei der Ausbildung von V-Defekten findet nach Abschnitt 4.1.2 eine Umverteilung von Gallium und Indium während des Wachstums der aktiven Zone aus den V-Defekten auf die c-Flächen statt. Die später gewachsenen Quantenfilme auf den c-Flächen werden dadurch breiter. Insbesondere in der unmittelbaren Umgebung der V-Defekte ist eine Verbreiterung der Quantenfilme anzunehmen (vgl. Abbildung 4.17). Auch der In-Gehalt in den Quantenfilmen der c-Flächen sollte durch das Vorhandensein der V-Defekte stärker variieren, da z. B. bei grün emittierenden Strukturen eine Veränderung des In-Gehalts in den V-Defekt-Quantenfilmen festgestellt wurde und sich dies auf das In-Angebot während des Wachstums auswirken kann (Abschnitt 4.1.2). Dies sollte insgesamt dazu führen, dass in Strukturen mit V-Defekten die Emissionslinien der c-Flächen-Quantenfilme verbreitert sind. In Abbildung 4.48 sind die Halbwertsbreiten der Emissionen der LED und der Laserstrukturen von Osram Opto Semiconductors, die aus Photolumineszenzmessungen bei tiefen Temperaturen bestimmt wurden und die von der Anregungsleistung abhängigen Verbreiterungen aus optischen Verstärkungsmessungen bei Raumtemperatur dargestellt. Die Linienbreiten aus den Photolumineszenzmessungen und die Verbreiterungen aus den Verstärkungsmessungen sind konsistent.

Die LED-Struktur hat zwar verglichen mit den Laserstrukturen eine große Linienbreite, allerdings verhalten sich die Laserstrukturen untereinander nicht wie erwartet. Sowohl bei den Photolumineszenz- als auch bei den Verstärkungsmessungen unter gleicher Anregungsleistung zeigen die Laserstrukturen mit der geringsten internen Quantenausbeute die höchsten Verbreiterungen. Eine Ursache hierfür könnte sein, dass in den untersuchten Laserstrukturen die V-Defekte, wenn überhaupt, nur so gering ausgeprägt sind, dass die Zusammensetzung der Quantenfilme auf den (0001)-Facetten nicht beeinflusst wird. Die Linienbreite ist dann durch andere Einflüsse bestimmt.

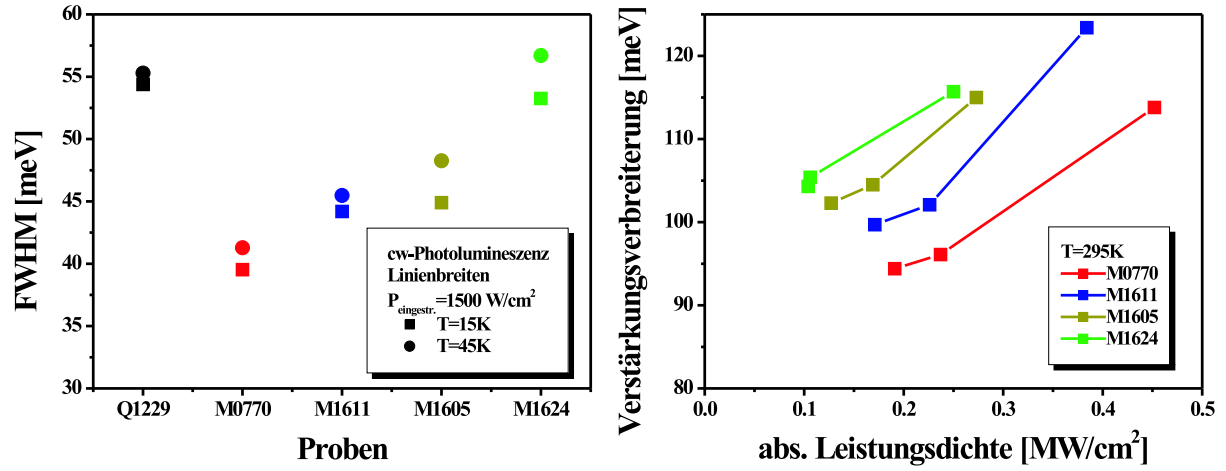


Abbildung 4.48: *Linienbreiten aus Photolumineszenzmessungen (links) und die anregungsleistungsabhängige Verbreiterung der Verstärkungsspektren der untersuchten Laserstrukturen (rechts).*

Ergebnisse

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass in den Photolumineszenzuntersuchungen bei niedrigen Anregungsleistungen festzustellen ist, dass nichtstrahlende Rekombination verstärkt in den Quantenfilmen der Laserstrukturen auftritt, die eine hohe optische Verstärkung zeigen. Es ist anzunehmen, dass die Ausbildung von V-Defekten in solchen Quantenfilmstrukturen kaum auftritt, was zum einen das starke Auftreten der nichtstrahlenden Rekombinationsprozesse erklärt, und was zum anderen bedeutet, dass keine Reduzierung der Verstärkungseigenschaften hervorgerufen wird.

Hierbei muss noch erwähnt werden, dass eigentlich die optische Verstärkung durch nichtstrahlende Rekombination herabgesetzt wird, da durch die Verlustprozesse die Ladungsträgerdichte im Laserbetrieb geringer wird und die Verstärkung, wie aus Abbildung 4.40 ersichtlich, mit der Ladungsträgerdichte ansteigt. Allerdings sind im Laserbetrieb, wie auch in den optischen Verstärkungsmessungen, die Überschussladungsträgerdichten so hoch, dass die Felder, die die Quantenfilme überlagern, abgeschirmt werden und die strahlende Rekombinationszeiten sehr schnell und mit den nichtstrahlenden vergleichbar werden. In Abbildung 4.49 sind dazu die inversen effektiven Zerfallszeiten $\frac{1}{\tau_{\text{eff}}}$, berechnet aus der Anregungsleistung und der ermittelten zweidimensionalen Ladungsträgerdichte (vgl. Gleichung 3.25), über die Ladungsträgerdichte aufgetragen. Die Ladungsträgerdichten wurden durch die Anpassung von Theoriekurven an die Verstärkungsspektren bestimmt (vgl. Abschnitt 3.3.2). Nach Gleichung 3.26 gibt der inverse Wert des y-Achsenabschnitts einer linearen Anpassung der $\frac{1}{\tau_{\text{eff}}}$ -Werte über der Ladungsträgerdichte die nichtstrahlende Rekombinationszeit wieder, während die Steigung der Geraden den strahlenden Rekombinationskoeffizienten angibt. Beide Werte sind in Tabelle 4.5 für die Laserstrukturen zusammengestellt. Die Werte der strahlenden Rekombinationskoeffizienten liegen in der gleichen Größenordnung wie die an grün emittierenden SQW-LEDs mit 3 nm Quantenfilmbreite ermittelten Werte von Eliseev et al. [176]. Die nichtstrahlenden Rekombinationszeiten sind in Abbildung 4.49 den ladungsträgerdichteabhängigen strahlenden Rekombinationszeiten

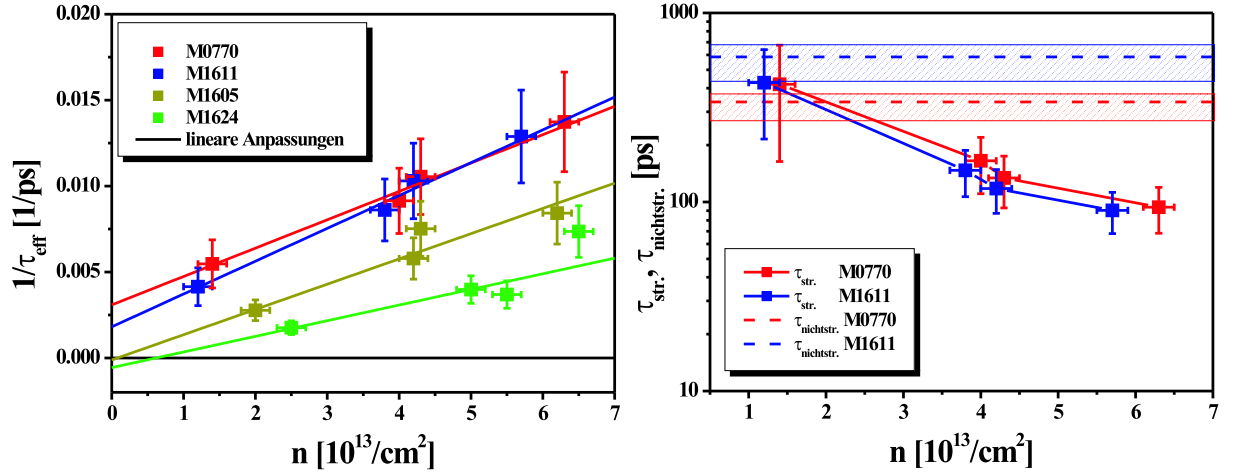


Abbildung 4.49: Auftragung der inversen effektiven Zerfallszeit und der daraus bestimmten strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationszeiten im Hochanregungsfall über die zweidimensionale Ladungsträgerdichte in den Quantenfilmen.

gegenübergestellt. Hier wird der höhere Einfluss der strahlenden Rekombination bei hohen Anregungsdichten, wie sie im Laserbetrieb vorhanden sind, deutlich⁸.

Die nichtstrahlende Rekombination ist somit im Hochanregungsfall weniger bedeutend als die strahlende Rekombination. Nichtsdestotrotz sorgt sie immer für Wärmeentwicklung, was eine Erhöhung der Pumpleistung nach sich ziehen muss, um die mit zunehmender Temperatur verstärkte nichtstrahlende Rekombination zu kompensieren. Dies führt zu einem sich selbst verstärkenden Verlustprozess. Versuche, die nichtstrahlenden Verluste durch Defektreduzierung zu minimieren, führen deshalb zu Verbesserungen von Laserstrukturen [8, 9, 35]. Längere Lebensdauern und höhere Leistungen der Laserdioden sind so erreichbar.

Eine Schlussfolgerung aus den Untersuchungen an den Laserstrukturen ist, dass das Wachstum von Quantenfilmen für gute Laserstrukturen und für gute LED-Strukturen

⁸Für die Proben M1624 und M1605 ließ sich diese Abschätzung von strahlender und nichtstrahlender Rekombinationszeit nicht vornehmen, da der Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden bei der Auftragung von $\frac{1}{\tau_{\text{eff}}}$ über der Ladungsträgerdichte negativ war. Daran wird klar, dass die Werte nicht als exakt gelten dürfen. Die Mess- und Modellfehler haben sich bis zu dieser Auswertung addiert, so dass hier nur noch die Größenordnungen und die tendenziellen Abhängigkeiten der Zeiten als korrekt angenommen werden sollten. Dies wird auch durch die hohen Fehlerwerte für $\frac{1}{\tau_{\text{eff}}}$, τ_{str} , τ_{nichtstr} und B belegt.

LD	B [$\frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$]	$\Delta B [\frac{\text{cm}^2}{\text{s}}]$	τ_{nichtstr} [ps]	$\Delta \tau_{\text{nichtstr}}$ [ps]
M0770	$1.65 \cdot 10^{-4}$	$0.14 \cdot 10^{-4}$	324	51
M1611	$1.91 \cdot 10^{-4}$	$0.12 \cdot 10^{-4}$	552	113
M1605	$1.47 \cdot 10^{-4}$	$0.23 \cdot 10^{-4}$	-8450	53460
M1624	$0.91 \cdot 10^{-4}$	$0.26 \cdot 10^{-4}$	-1780	3140

Tabelle 4.5: Strahlende Rekombinationskoeffizienten B und nichtstrahlende Rekombinationszeiten der Laserstrukturen M0770, M1611, M1605 und M1624 bei Raumtemperatur.

im ersten Fall auf homogene Quantenfilmschichten und im zweiten Fall auf die Erzeugung von V-Defekten ausgelegt sein sollte. Eine Vorgehensweise zuerst das Wachstum von Quantenfilmstrukturen auf hohe Quantenausbeute zu optimieren und dieses Rezept auf Laserstrukturen anzuwenden, ist nicht vorteilhaft.

4.2.2 Untersuchungen zur Laseralterung

Die schnelle Alterung von GaInN/GaN-Laserdioden während des Betriebs ist ein großes Hindernis, das die Markteinführung dieser Produkte im allgemeinen so lange aufhält, bis mehrere tausend Betriebsstunden realisiert werden können, ohne dass die Laser merklich an Leistung verlieren [66]. Für GaN-basierte Laserstrukturen, die im blauen Spektralbereich um 400 nm emittieren, wurde dies schon erreicht [8]. Bei anderen Wellenlängen, die in kommerziellen LEDs schon verwendet werden, ist die Produktionsreife von Laserdioden noch nicht erreicht, obwohl der Laserbetrieb mit kurzen Betriebsphasen oder durch optisches Pumpen schon nachgewiesen wurde [36, 37, 38, 39]. Wesentliche Fortschritte bei der Herstellung von GaN-basierten Laserstrukturen wurden durch die Verwendung von ELOG-Verfahren oder durch das Wachstum auf GaN-Substraten erzielt [9, 35]. Beide Verfahren ermöglichen ein Wachstum der Laserstrukturen mit stark reduzierten Defektdichten. Die nichtstrahlenden Rekombinationsverluste werden dadurch eingeschränkt. Verminderte nichtstrahlende Verluste haben zwei positive Auswirkungen auf den Laserbetrieb. Erstens wird in der aktiven Zone weniger Wärme erzeugt, die die Rate der nichtstrahlenden Prozesse weiter erhöhen würde. Und zweitens ist bei geringen Verlusten nur eine geringe Leistung bzw. eine geringe Stromdichte nötig, um Ladungsträgerdichten im Quantenfilmsystem der aktiven Zone zu erreichen, bei denen der Laserbetrieb einsetzt. Die Schwellstromdichte wird herabgesetzt.

Um zu analysieren, ob die Wärmeentwicklung oder die hohen Stromdichten oder eine Kombination von beiden in der aktiven Zone von elektrisch gealterten Laserstrukturen

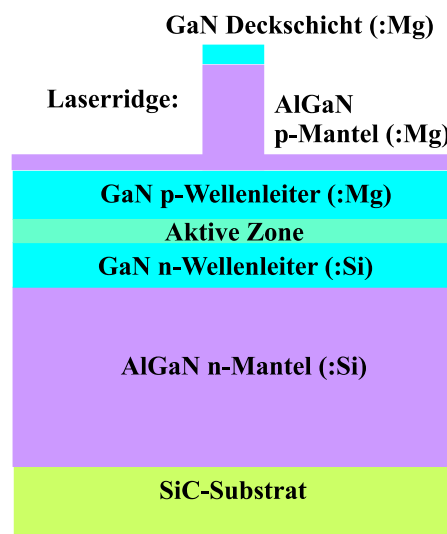


Abbildung 4.50: Schema eines geätzten Ridges in einer Laserstruktur.

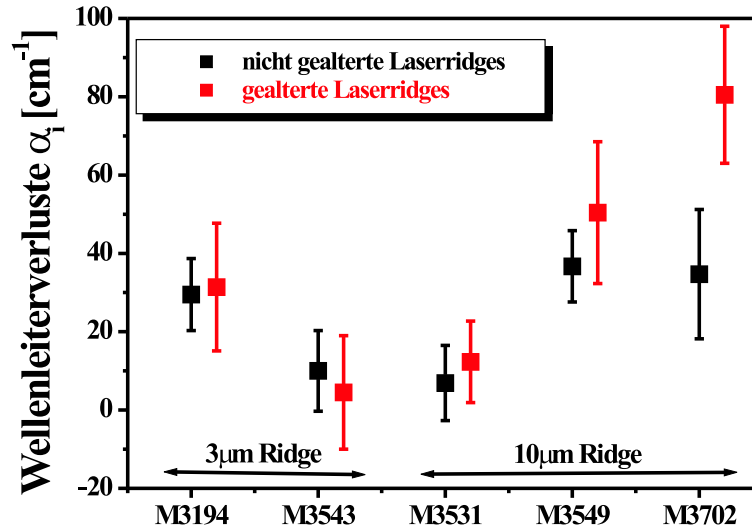


Abbildung 4.51: Über optische Verstärkungsmessungen bestimmte Wellenleiterverluste in gealterten und nicht gealterten Laserridges.

Veränderungen bewirken, wurden in dieser Untersuchung gealterte und nicht gealterte Laserridges aus jeweils demselben Wachstumsprozess mit der optischen Strichlängenmethode und temperatur- und leistungsabhängiger Photolumineszenz miteinander verglichen. Um Auswirkungen der reinen Wärmeentwicklung während des Laserbetriebs auf die aktive Zone zu untersuchen, wurden zwei Laserstrukturen über Zeiten, die weit oberhalb der Alterungszeit im Laserbetrieb lagen, hohen Temperaturen ausgesetzt. Die Temperaturen waren ebenfalls höher als die, die im Laserbetrieb in der aktiven Zone auftreten. Auch diese Laserstrukturen wurden mit der optischen Strichlängenmethode und der temperatur- und leistungsabhängigen Photolumineszenz jeweils nach den Wärmebehandlungsschritten untersucht.

Zur Analyse der Alterung von Laserdioden im Betrieb wurden fünf elektrisch gealterte mit fünf nicht gealterten Laserridges von 3 (M3194, M3543) oder 10 μ m (M3531, M3549, M3702) Breite, hergestellt von Osram Opto Semiconductors, verglichen. Jeweils ein gealterter und ein nicht gealterter Laser kamen aus demselben Wachstumsprozess und hatten eine identische Breite des Laserridges. Schematisch ist die Laserstruktur mit Ridge in Abbildung 4.50 dargestellt. Der grundlegende Schichtaufbau war mit den Laserstrukturen aus Abschnitt 4.2.1 identisch. Der Ridge wurde nach dem Wachstum herausgeätzt und dient zur lateralen Wellenführung. Er begrenzt die Modenbreite im Laser. Der elektrische p-Kontakt auf dem Ridge wurde nach der elektrischen Alterung und vor den optischen Untersuchungen entfernt. Gealtert wurden die Laser mit einer konstanten Stromdichte von rund $15 \frac{\text{kA}}{\text{cm}^2}$ (3 μ m Ridge) bzw. $5 \frac{\text{kA}}{\text{cm}^2}$ (10 μ m Ridge). Vereinzelt 3 μ m-Ridgelaser aus dieser Reihe von Laserstrukturen wiesen ohne Verspiegelung Schwellstromdichten von 8 bis $13 \frac{\text{kA}}{\text{cm}^2}$ auf. Auf den 3 μ m breiten und 600 μ m langen Ridges ergibt sich daraus eine maximale Wärmeleistung von 2 bis 3 W. Bei einem Wärmewiderstand von maximal $75 \frac{\text{K}}{\text{W}}$ [177] folgt eine maximale Temperaturerhöhung von 150 bis 225 K während des Betriebs. Untersuchungen der Temperaturerhöhung von anderer Seite lagen eher unter diesen Wer-

ten [73, 178].

Über optische Verstärkungsmessungen wurden die Wellenleiterverluste und die leistungsabhängige optische Verstärkung für die elektrisch gealterten und die nicht gealterten Laserridges ermittelt. Hierbei muss erwähnt werden, dass die Laserridges mit 3 bzw. 10 μm Breite und damit auch der Bereich, der gealtert wurde, dünner oder von identischer Breite war wie der Anregungsstreifen in den optischen Verstärkungsmessungen. Bei den Ergebnissen ist ein daraus entstehender Fehler zu berücksichtigen! In Abschnitt 4.2.1 wurde schon angesprochen, dass die Wellenleiterverluste von der Anregungsposition auf der Probenoberfläche abhängen, und dass eine Statistik für eine Mittelwertbildung über mehrere Positionen und Leistungen vorteilhaft ist. Bei den Laserridges ist die Position des Ridges und damit die Position der Anregung jedoch festgelegt. Deswegen wurde über verschiedene Leistungen und über die Auskopplung an beiden Enden des Ridges gemittelt.

Die Wellenleiterverluste und die Standardabweichung sind für die zehn untersuchten Laserridges in Abbildung 4.51 dargestellt. Es lässt sich nur sagen, dass die Wellenleiterverluste durch die Alterung tendenziell zugenommen haben. Dies ist in vier von fünf Messungen der Fall. Verglichen mit den Schwankungen der Wellenleiterverluste zwischen den einzelnen Laserstrukturen sind die Unterschiede der Wellenleiterverluste vor und nach der elektrischen Alterung aber eher gering.

Die optische Verstärkung nimmt durch die Alterung ab. Die leistungsabhängigen optischen Verstärkungen wurden für gealterte und nicht gealterte Laserridges jeweils an beiden Enden des Ridges gemessen. Das Ergebnis war auch hier nicht eindeutig, aber bei sechs von zehn Messungen wurde eine Verminderung der optischen Verstärkung beim gealterten Ridge gemessen; insbesondere bei hohen Leistungen. Bei drei der zehn Messungen blieb die Verstärkung vergleichbar und bei einer Messung ergab sich beim gealterten Laser eine höhere optische Verstärkung. Die Werte der optischen Verstärkung über der absorbierten Leistungsdichte sind für alle Messungen in Abbildung 4.52 dargestellt, um eine Abschätzung zu gewährleisten, inwieweit die Messungen die Aussage unterstützen, dass gealterte Laserstrukturen geringere optische Verstärkungswerte, besonders im Bereich hoher Anregungsleistung, aufweisen. Allen Messungen ist gemein, dass die optische Verstärkung bei hohen Leistungen weniger stark zunimmt, als bei geringen Anregungsleistungen. Die Ursache für dieses Verhalten liegt in der Abhängigkeit der Verstärkung von der Ladungsträgerdichte im zweidimensionalen System $g \sim \ln(n)$ [144] und der Proportionalität der erzeugten Ladungsträgerdichte zur Wurzel der absorbierten Leistungsdichte $n \sim \sqrt{P_{\text{abs}}}$ bei hohen Leistungen.

Bei den gealterten und nicht gealterten Laserstrukturen ließen sich wie in Abschnitt 4.2.1 über leistungsabhängige Verstärkungsmessungen gemäß Gleichung 3.25 und 3.26 die effektiven, die nichtstrahlenden und die strahlenden Rekombinationszeiten, sowie der strahlende Rekombinationskoeffizient bestimmen. Da die gealterten und nicht gealterten Laserridges gleiche aktive Zonen besitzen, sollte auch der strahlende Rekombinationskoeffizient B identisch sein und bei einer Auftragung von $\frac{1}{\tau_{\text{eff}}}$ über n_{2D} sollten sich Geraden mit identischer Steigung ergeben.

Soweit sich die Ladungsträgerdichten aus den Anpassungen von Theoriekurven an die gemessenen, optischen Verstärkungskurven bestimmen ließen, wurden für gealterte und

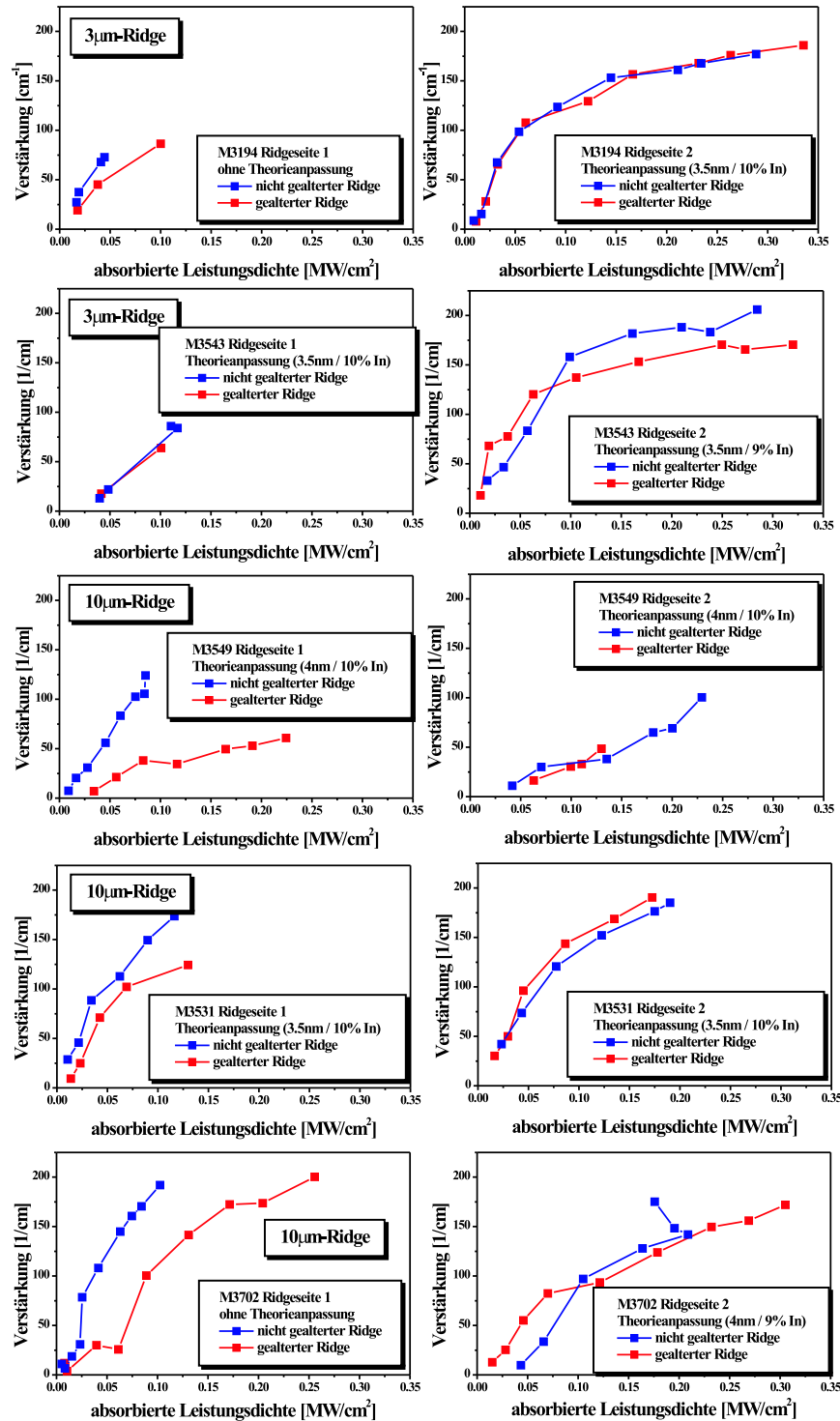


Abbildung 4.52: Leistungsabhängige Verstärkung $g_{\text{Mode}}(\max)$ bei Raumtemperatur jeweils von gealterten und ungealterten Laserridges. Zur exakten Bestimmung der absorbierten Anregungsleistungsdichte wurden die gemessenen Verstärkungsspektren soweit möglich mit theoretisch berechneten Verstärkungsspektren angepasst, um genaue Absorptionskoeffizienten zu bestimmen. In den Diagrammen ist dies jeweils vermerkt.

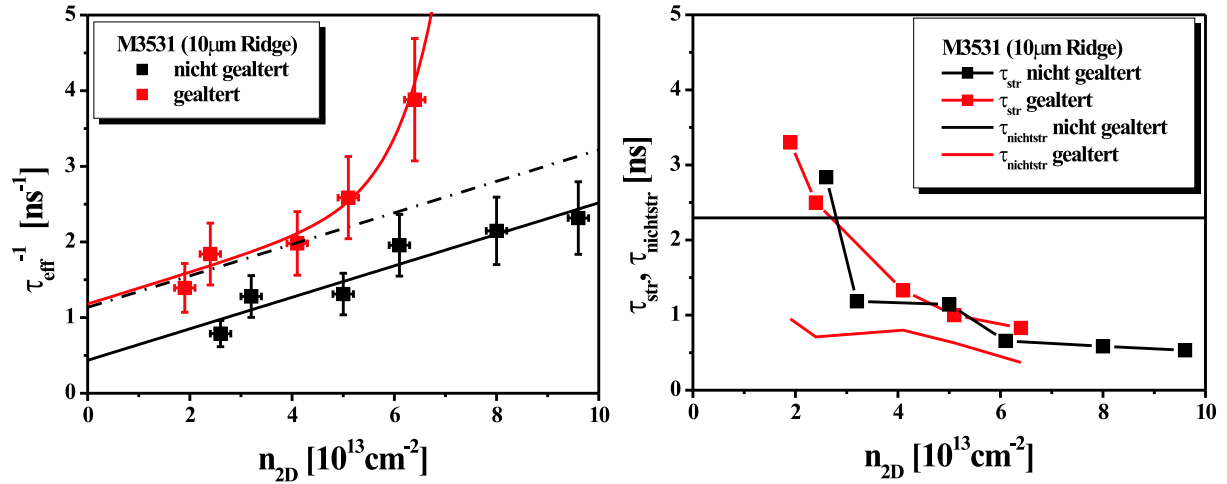


Abbildung 4.53: Abhängigkeit der inversen effektiven Rekombinationszeiten von der Ladungsträgerdichte bei gealterten und nicht gealterten Laserridges der Struktur M3531 (links). Strahlende und nichtstrahlende Rekombinationszeiten aus Verstärkungsmessungen bei Raumtemperatur der Struktur M3531 (rechts). Zur Berechnung der strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationszeiten der gealterten Struktur ist ein strahlender Rekombinationskoeffizient wie bei der ungealterten Struktur angenommen und die Abweichung bei hohen Ladungsträgerdichten den nichtstrahlenden Prozessen angerechnet.

nicht gealterte Laserridges die effektiven Zerfallszeiten ermittelt und über die Ladungsträgerdichte aufgetragen. Bei drei von zehn Messreihen war eine Anpassung aufgrund zu großer Abweichungen der gemessenen und theoretischen Verstärkungsspektren nicht sinnvoll möglich. Von den restlichen sieben Messungen zeigten vier ein Verhalten von $\frac{1}{\tau_{\text{eff}}}$ wie es exemplarisch in Abbildung 4.53 für M3531 dargestellt ist. Es gab bei den gealterten Laserridges bei hohen Ladungsträgerdichten ein Abweichen der Werte für $\frac{1}{\tau_{\text{eff}}}$ vom linearen Verlauf. Diese vier Messreihen waren unter jenen, bei denen bei den gealterten Laserridges eine Verminderung der optischen Verstärkung festgestellt worden war. Die drei übrigen Messreihen zeigten einen ähnlichen Anstieg von $\frac{1}{\tau_{\text{eff}}}$ mit der Ladungsträgerdichte bei gealterten und ungealterten Ridges, wenn auch nicht immer über den ganzen Dichtebereich linear.

Der Grund für das abweichende Verhalten von $\frac{1}{\tau_{\text{eff}}}$ bei den gealterten Laserridges kann nicht in der strahlenden Rekombination liegen, da, bedingt durch denselben Wachstumsprozess, die Quantenfilmstruktur der gealterten Ridges zu der der nicht gealterten identisch ist⁹. Es muss sich um eine Änderung der nichtstrahlenden Rekombinationszeit bei hohen Ladungsträgerdichten handeln. Da $\frac{1}{\tau_{\text{eff}}}$ in diesem Bereich stark zunimmt, entspricht die Änderung einer verkürzten nichtstrahlenden Rekombinationszeit bei hohen Ladungsträgerdichten. Eine Ursache für dieses Verhalten könnte im Fall sehr hoher Anregungsleistung eine verstärkte nichtstrahlende Rekombination in den gealterten Laserstrukturen gegenüber den nicht gealterten sein, die über Wärmeentwicklung wieder

⁹Der Vergleich von Emissionslinienbreiten und Emissionsenergien ergab keinen generell festzustellenden Unterschied zwischen gealterten und ungealterten Ridges, was darauf deutet, dass die Quantenfilmstruktur durch das Altern nicht wesentlich beeinflusst wurde.

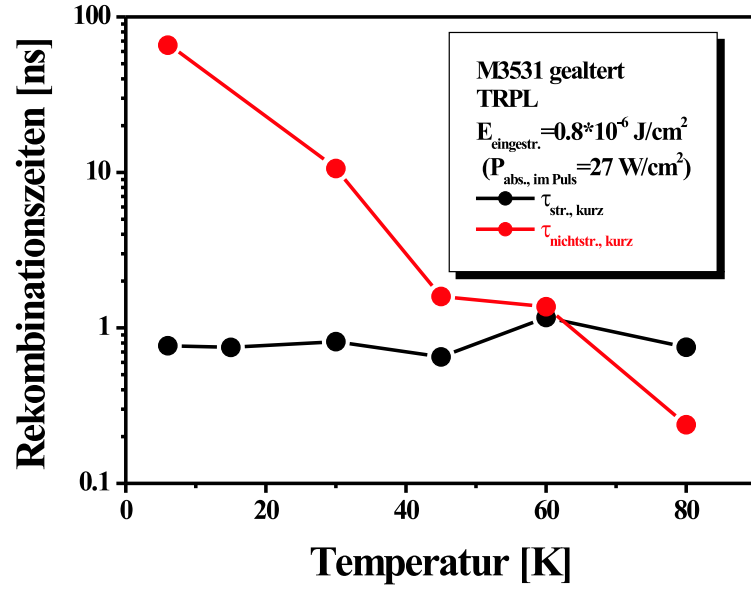


Abbildung 4.54: Temperaturabhängiger Verlauf der strahlenden $\tau_{str, kurz}$ und nichtstrahlenden $\tau_{nichtstr, kurz}$ Rekombinationszeiten aus zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen der Struktur M3531.

die nichtstrahlenden Prozesse beschleunigt. So ist die effektive Rekombinationszeit in den gealterten Laserridges kürzer und nimmt bei höheren Ladungsträgerdichten schneller ab als bei ungealterten Laserridges (vgl. Abbildung 4.53 und Gleichung 3.26).

Für die strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationszeiten, die sich aus der Ladungsträgerdichteabhängigkeit der effektiven Rekombinationszeiten bei der Laserstruktur M3531 ergeben, gilt für den nicht gealterten Laserridge, bedingt durch den Hochanregungsfall $\tau_{str} \leq \tau_{nichtstr}$. Für den gealterten Laserridge ist die nichtstrahlende Rekombinationszeit dagegen im gesamten betrachteten Ladungsträgerdichtebereich kürzer als die strahlende und sinkt bei hohen Ladungsträgerdichten weiter ab. Hier gilt in etwa $\tau_{str} \geq \tau_{nichtstr}$.

Anders ist das Verhältnis von τ_{str} zu $\tau_{nichtstr}$ im Fall niedriger Anregungsdichte bei Raumtemperatur. Für M3531 wurden zeitaufgelöste Photolumineszenzmessungen von $T = 5\text{ K}$ bis 80 K durchgeführt, soweit genug Intensität für die Messung vorhanden war. Mit zunehmender Temperatur sinkt bei den in der zeitaufgelösten Photolumineszenz verwendeten, niedrigen Anregungsleistungsdichten schon bei $T = 65\text{ K}$ die nichtstrahlende Rekombinationszeit $\tau_{nichtstr, kurz}$ unter die strahlende $\tau_{str, kurz}$ (Abbildung 4.54). Da τ_{str} mit steigender Temperatur linear ansteigen und $\tau_{nichtstr}$ weiter exponentiell sinken sollte, gilt in diesem Fall bei Raumtemperatur $\tau_{str} \gg \tau_{nichtstr}$. Dies gilt sowohl für gealterte als auch für nicht gealterte Strukturen.

Bei optischen Experimenten bei Raumtemperatur mit sehr hoher Anregung ($P_{abs} \approx \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$), bei der induzierte Emission auftritt, ist damit die Quantenausbeute besonders bei ungealterten aber auch noch bei gealterten Laserstrukturen wesentlich höher als bei niedrigen Anregungsleistungen ($P_{abs} \approx \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$).

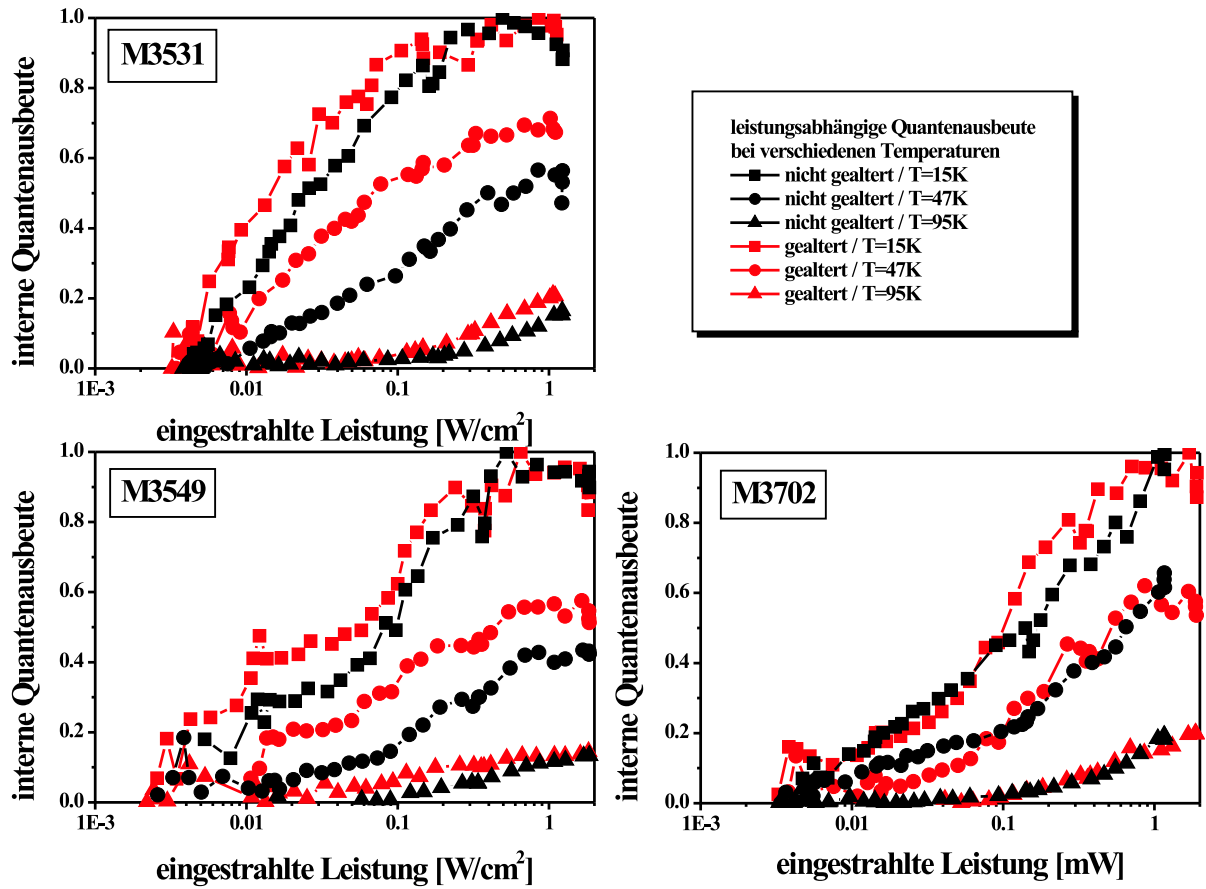


Abbildung 4.55: Leistungsabhängige Quantenausbeuteverläufe bei verschiedenen Temperaturen der gealterten und nicht gealterten Laserridges mit Ridgebreiten von $10\mu\text{m}$.

Für die gealterten und ungealterten Laserridges, die Breiten von $10\mu\text{m}$ aufwiesen, wurden temperatur- und leistungsabhängige Photolumineszenzmessungen durchgeführt. Ziel war es herauszufinden, ob nicht nur in den Verstärkungseigenschaften sondern auch in der Quantenausbeute durch die Alterung eine Veränderung auftritt. Schließlich wurde zum einen bei den optischen Verstärkungsmessungen unter Hochanregung ein Hinweis auf beschleunigte nichtstrahlende Rekombination gefunden und zum anderen in Abschnitt 4.2.1 festgestellt, dass hohe optische Verstärkung im Hochanregungsfall und hohe Quantenausbeute in GaInN-Laserstrukturen sich gegenseitig ausschließen. Die Laserstrukturen wurden für diese Untersuchungen um die Laserridges herum mit Photolack maskiert, so dass trotz eines $50\mu\text{m}$ durchmessenden Anregungspunktes in den Photolumineszenzmessungen nur ein Photolumineszenzsignal des Ridges selbst zu detektieren war.

Der Unterschied in der internen Quantenausbeute zwischen gealterten und nicht gealterten Laserridges fiel nur sehr gering aus. Trotzdem war bei den drei gealterten Ridges eine Erhöhung der Quantenausbeute gegenüber den nicht gealterten Ridges festzustellen. In Abbildung 4.55 sind die leistungsabhängigen Quantenausbeuten bei drei Temperaturen für die Laserstrukturen M3531, M3549 und M3702 dargestellt. Die aus den Quantenausbeuteverläufen ermittelten Aktivierungsenergien sind mit den Vorfaktoren in Tabelle 4.6 für die höchsten gemessenen Leistungen angegeben. Offensichtlich fällt die Quantenaus-

beute mit zunehmender Temperatur oder abnehmender Leistung schneller bei den nicht gealterten Laserridges. Bei der Struktur M3531 tritt dieser Effekt am deutlichsten auf, während es bei M3702 nur einen geringen Unterschied zwischen gealtertem und nicht gealtertem Ridge gibt. Die nichtstrahlende Rekombination im Fall niedriger Anregungsleistung wird in den gealterten Strukturen im Mittel stärker unterdrückt.

Dieses Ergebnis steht zunächst im Widerspruch zu dem Resultat aus den optischen Verstärkungsmessungen, die zeigten, dass bei den gealterten Ridges die nichtstrahlende Rekombination zunimmt. Es bleibt die Frage, wie ein gegenläufiger Einfluss, je nach Hoch- oder Niederanregung, auf die nichtstrahlende Rekombination durch die Alterung plausibel sein kann. Eine Erklärung für die Abhängigkeit von der Anregungsleistung lässt sich finden, wenn berücksichtigt wird, dass für die Quantenausbeuteverläufe im Fall niedriger Anregungsleistung und für die nichtstrahlenden Prozesse im Laserbetrieb unterschiedliche Mechanismen verantwortlich sind. Aus den Quantenausbeuteverläufen der Photolumineszenzmessungen ergeben sich Aktivierungsenergien um 7 und um 60 meV. Diese Aktivierungsenergien entsprechen Ladungsträgerlokalisationen oder Exzitonenbindungsenergien. Die geringe Verminderung der nichtstrahlenden Prozesse bei gealterten Laserstrukturen im Fall niedriger Anregungsleistung beruht auf einer effizienteren Hinderung der Ladungsträger am Erreichen von nichtstrahlenden Rekombinationszentren durch diese oder ähnliche Mechanismen mit Aktivierungsenergien in der gleichen Größenordnung.

Bei den optischen Verstärkungsmessungen oder im Laserbetrieb, jeweils bei Raumtemperatur, sind diese Aktivierungsenergien bis 60 meV und die Mechanismen der Lokalisation und der Exzitonenbindung, die die nichtstrahlende Rekombination sonst unterdrücken, aufgrund der hohen Temperaturen und Ladungsträgerdichten nicht mehr relevant.

V-Defekt-Barrieren sind in diesen Laserstrukturen nicht vorhanden. Das zeigt der sehr schnelle Abfall der internen Quantenausbeute mit der Temperatur in Abbildung 4.55. Sie sind damit auch nicht verantwortlich für Änderungen in der nichtstrahlenden Rekombination.

Da sowohl ein Vergleich von Emissionsenergien als auch Emissionsbreiten von gealterten und nicht gealterten Ridges keinen einheitlichen Trend erkennen ließ, wird die Struktur der Quantenfilme kaum vom Alterungsprozess beeinflusst.

Die verminderte nichtstrahlende Rekombination der gealterten Laserridges bei geringer Anregungsleistung muss auf einer Veränderung der Quantenfilme während der Alterung beruhen, die sich nicht auf die Linienbreite oder die Linienlage der Photolumineszenz

Probe	E_{AE1} [meV]	Vorfaktor C_1	E_{AE2} [meV]	Vorfaktor C_2
M3531 nicht gealtert	6.2	4.6	56.6	3690
M3531 gealtert	9.8	6.3	79.0	47990
M3549 nicht gealtert	5.1	4.7	56.2	3990
M3549 gealtert	6.1	4.3	49.5	2290
M3702 nicht gealtert	7.1	14.8	45.9	3400
M3702 gealtert	6.2	3.8	67.7	10340

Tabelle 4.6: Aktivierungsenergien E_{AEi} und Vorfaktoren C_i aus den Anpassungen der temperaturabhängigen Quantenausbeuteverläufe mit Arrhenius-Funktionen (Gleichung 3.23).

aus den GaInN-Quantenfilmen niederschlägt und trotzdem die Wahrscheinlichkeit der nichtstrahlenden Rekombination gegenüber der strahlenden vermindert. Denkbar wäre hier ein Diffusionsprozess von Indium wie er in ähnlicher Weise bei der thermischen Behandlung von GaInN/GaN-Quantenfilmen bei Temperaturen über 1000°C beobachtet wird [180, 181]. Aufgrund der weitaus niedrigeren thermischen Belastung der Laserdioden während der Alterung sollte eine Zersetzung der Quantenfilme in ihrer Gesamtheit durch Diffusionsprozesse im Laserbetrieb noch nicht stattfinden. So bleiben die Linienlagen und Linienbreiten in Photolumineszenzexperimenten erhalten. In unmittelbarer Nähe der Durchstoßversetzungen, wo der Großteil der nichtstrahlenden Rekombination stattfindet, könnte lokal die Energie der während des Laserbetriebs erzeugten Phononen ausreichen, um für eine ebenfalls lokal begrenzte Diffusion von Indium zu sorgen. Nahe der Durchstoßversetzungen könnte so die In-Konzentration in den Quantenfilmen etwas vermindert werden und ein niedriger Potentialwall entstünde um die Versetzungen, der die nichtstrahlende Rekombination etwas vermindert.

Bei den hohen Temperaturen und Leistungen im Laserbetrieb können andere Parameter, die die nichtstrahlende Rekombination bestimmen, wie zum Beispiel die Dichte der nichtstrahlenden Rekombinationszentren, die erhöhte nichtstrahlende Rate in den gealterten Laserdioden hervorrufen. Die Dichte der Durchstoßversetzungen ist allerdings unabhängig von der Alterung und auch von einer Wanderung von Versetzungen während der Alterung, die zu einer Veränderung der Defektdichte in den Quantenfilmen führen könnte, kann aufgrund der niedrigen Beweglichkeit der Versetzungen im GaN nicht ausgegangen werden [179]. Möglich ist aber eine Erhöhung der Dichte der Störstellen, die als nichtstrahlende Rekombinationszentren dienen, durch eine Magnesiumdiffusion in die oder zumindest in die Nähe der Quantenfilme [68, 69]. Das Magnesium aus den p-leitenden Schichten könnte, unterstützt durch die angelegten, elektrischen Felder und die erhöhten Temperaturen im Laserbetrieb, in die Nähe der aktiven Zone gelangen. Dort wären die Störstellen für Ladungsträger aus dem Quantenfilm mit hohen thermischen Energien erreichbar und könnten als zusätzlich nichtstrahlende Rekombinationszentren wirken, während sie bei tiefen Temperaturen wie in den Photolumineszenzmessungen mit niedriger Anregungsleistung für die Ladungsträger noch nicht erreichbar wären.

Um zu überprüfen, ob die Alterung von Laserdioden allein durch eine Wärmebehandlung ebenfalls hervorgerufen ist, wurden zwei Laserstrukturen M0770 und M1624 für jeweils 24 Stunden nacheinander Temperaturen von 100, 150, 200, 300 und 400°C an Luft ausgesetzt. Nach den Heizschritten wurden jeweils optische Verstärkungsmessungen und temperatur- und leistungsabhängige Photolumineszenzmessung durchgeführt, um nach den zuvor schon festgestellten Alterungsphänomenen Ausschau zu halten. Die Zeit von 24 Stunden wurde so gewählt, dass sie die Alterungszeiten im Laserbetrieb weit übertrifft. Das gleiche gilt für die Temperaturen.

Die Messungen der internen Quantenausbeuten zeigten keinen signifikanten Effekt durch die Temperaturbehandlungsschritte; weder für die Temperatur-, noch für die Leistungsabhängigkeit. In Abbildung 4.56 sind die Quantenausbeuteverläufe für die verschiedenen Heizschritte bei jeweils der höchsten eingestrahlt Leistungsdichte von rund $1.25 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ bzw. der niedrigsten Temperatur von 15 K dargestellt. Es ist kein einheitlicher Trend zu erhöhten Quantenausbeuten durch die Heizschritte zu beobachten. Die auftretenden Variationen entsprechen eher unterschiedlichen Probenpositionen oder geringen Abweichun-

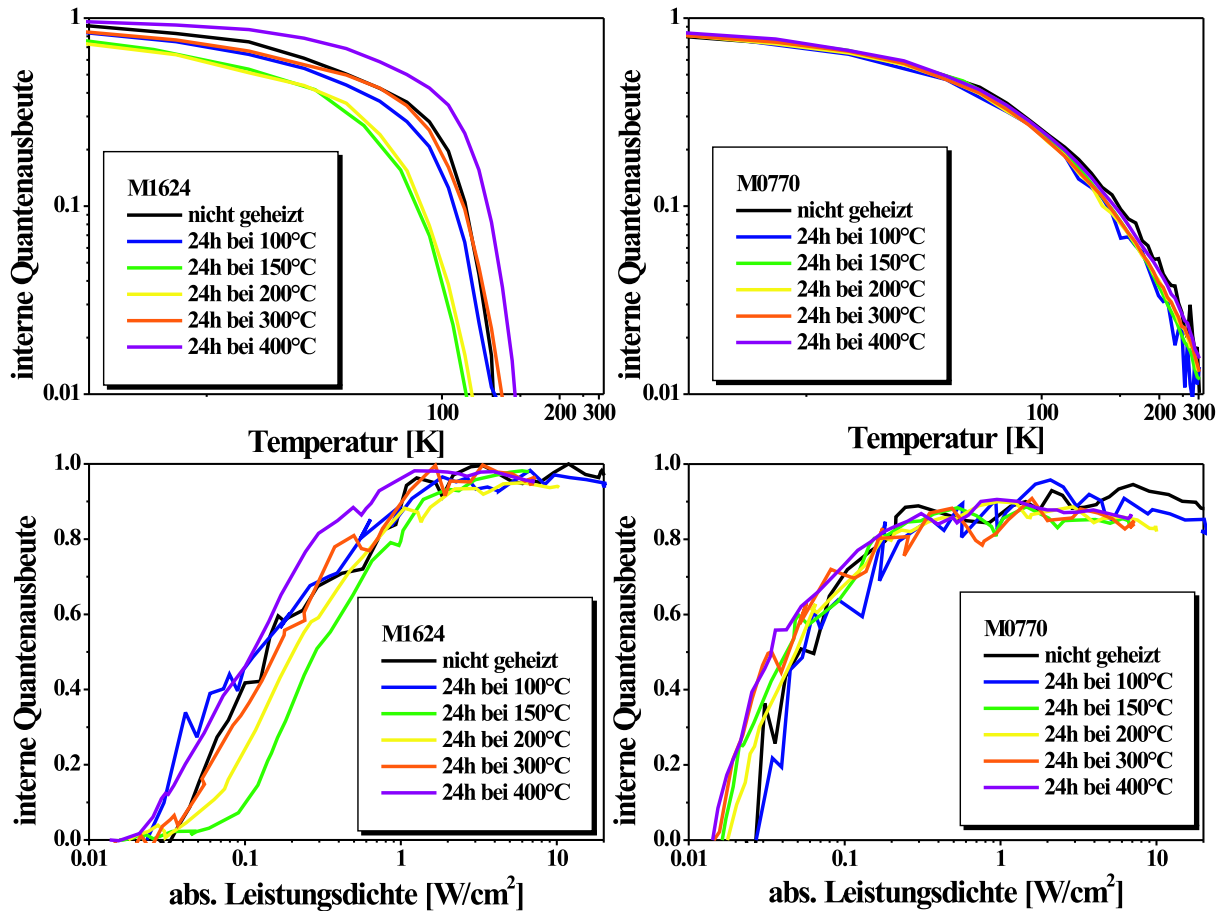


Abbildung 4.56: Leistungsabhängige und temperaturabhängige Quantenausbeuteverläufe bei den Laserstrukturen M0770 und M1624 nach verschiedenen Heizschritten.

gen in der Anregungsleistungsdichte, die durch den Durchmesser des Anregungspunktes auf der Probenoberfläche gegeben ist. Auch die Linienpositionen und die Linienbreiten wiesen durch die Heizschritte keine signifikante Änderung auf. Dies war aber auch schon bei den gealterten Laserridges der Fall.

Auch die optischen Verstärkungsmessungen zeigten keine Änderung der leistungsabhängigen Verstärkung oder der Wellenleiterverluste, die auf die Heizschritte zurückzuführen wären. In Abbildung 4.57 sind die ermittelten leistungsabhängigen Verstärkungen und die Wellenleiterverluste von M0770 und M1624 vor und nach den Heizschritten gegenübergestellt. Da die Untersuchung an zwei Laserstrukturen durchgeführt wurde, die sich in ihrer Qualität als Laser grundlegend unterschieden haben (vgl. Kapitel 4.2.1), scheint dieses Ergebnis sowohl für bessere (M1624) als auch für schlechtere (M0770) Laserstrukturen zu gelten.

Resultat der Untersuchung ist, dass der Alterungsprozess von Laserdioden nicht nur auf Wärmeerzeugung basieren kann. Es muss bei dieser Feststellung berücksichtigt werden, dass zu unterscheiden ist zwischen der mittleren Temperatur, die durch die Heizschritte erzielt wurde und die bei 400°C einer mittleren Phononenenergie von 58 meV entspricht und der durch nichtstrahlende Rekombinationsprozesse erzeugten optischen Phononen, die lo-

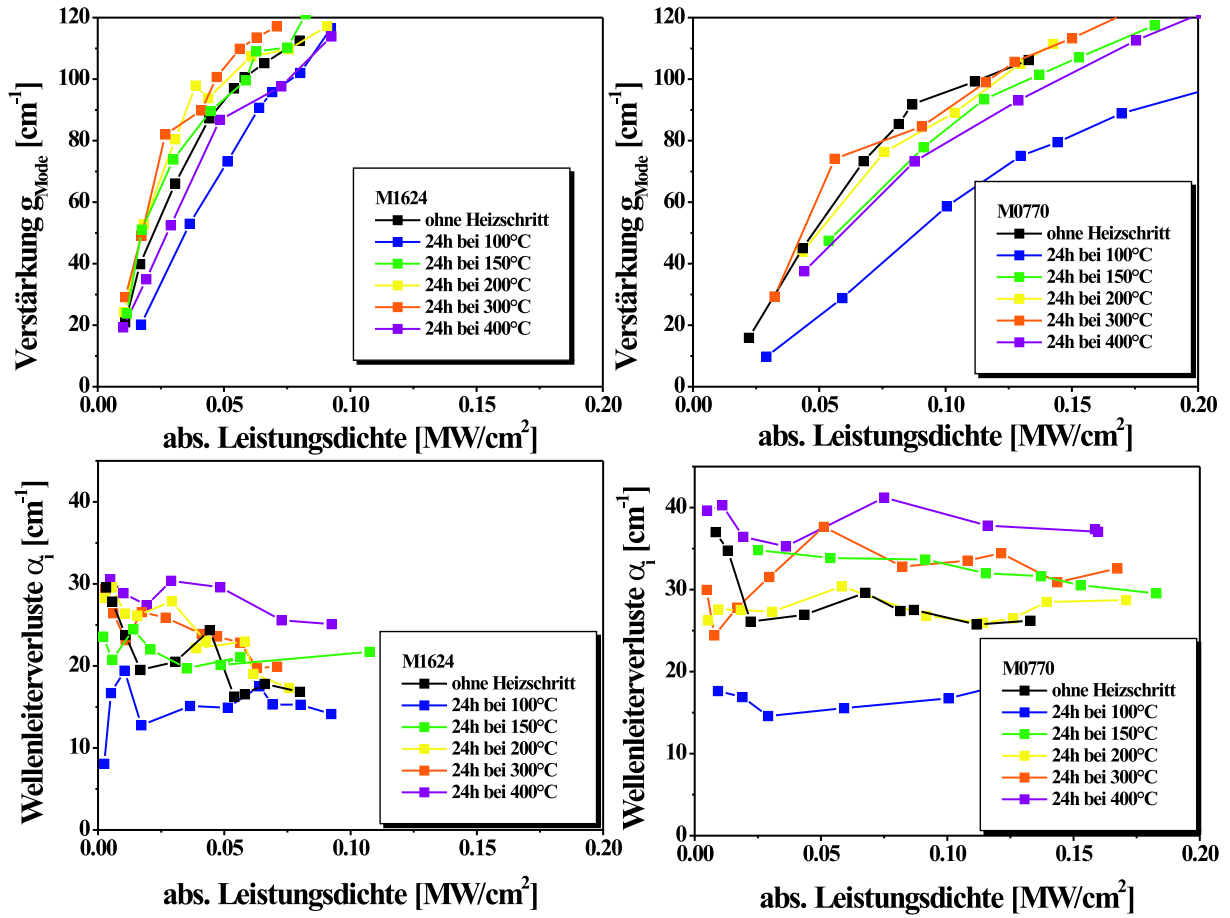


Abbildung 4.57: Leistungsabhängige Verstärkung und Wellenleiterverluste bei den Laserstrukturen M0770 und M1624 vor und nach den einzelnen Heizschritten.

kal kompakt an den Rekombinationszentren auftreten und höhere Energien ($\hbar\omega = 92\text{meV}$) aufweisen [182].

Ergebnisse

Anhand der Untersuchung an den gealterten Laserridges konnten die Ergebnisse von Goddard et al. [66] bestätigt werden, dass die elektrische Alterung zu einer Verminderung der Verstärkungseigenschaft der Laserstruktur führt. Die aus den optischen Verstärkungsmessungen ermittelten, leistungsabhängigen effektiven Rekombinationszeiten deuten auf eine stärkere nichtstrahlende Rekombination bei gealterten Laserridges im Fall hoher Anregungsdichten. Über Wärmeentwicklung kann sich die nichtstrahlende Rekombination in den gealterten Strukturen eher beschleunigen als in den nicht gealterten Ridges. Eine Mg-Diffusion in die Nähe der Quantenfilme könnte die Ursache für die verstärkte nichtstrahlende Rekombination im Laserbetrieb sein. Die durch die Alterung unveränderten Emissionsenergien und Linienbreiten und die über Photolumineszenzexperimente gefundene, geringfügig stärkere Unterdrückung der nichtstrahlenden Rekombination für gealter-

te Laserstrukturen zeigen, dass die GaInN-Quantenfilmstruktur kaum durch die Alterung beeinflusst ist. Nur in unmittelbarer Nähe der Durchstoßversetzungen kann eine Erhöhung der Quantenfilmbandlücke, möglicherweise durch In-Diffusion aus den Quantenfilmen, vermutet werden, die Ladungsträger von den Versetzungen fernhält.

Insgesamt konnten die optischen Experimente zur Laseralterung zwar alterungsbedingte Auswirkungen auf die aktive Zone aufzeigen, die Unterschiede zwischen gealterten und nicht gealterten Laserridges fielen aber generell gering aus. Auswirkungen der Alterung in elektrischen Messungen während des Laserbetriebs fallen dagegen deutlicher aus [66]. Die Hauptursachen der Laseralterung sollten somit hauptsächlich über die Veränderungen der Leitungseigenschaften über die p-n-Struktur der Laserdioden zu suchen sein, wie z. B. in [183].

Kapitel 5

Ausblick

Die Ausbildung von V-Defekten vor dem Quantenfilmwachstum ist ein sehr effektives Mittel, um in GaInN/GaN-Quantenfilmen die interne Quantenausbeute anzuheben. Mehrere Aspekte zu diesem Themengebiet wurden in dieser Arbeit noch nicht behandelt, sind aber eine genauere Untersuchung wert. Das Überprüfen des Auftretens und der Wirkung von V-Defekt-Barrieren in GaN/AlGaN-Heterostrukturen gehören dazu, sollen hiermit aber nur kurz erwähnt sein.

Die notwendige räumliche Ausdehnung von V-Defekten um die Durchstoßversetzungen herum sollte ermittelt werden. Die Durchstoßversetzungen sind die Zentren der nichtstrahlenden Rekombination in den GaInN/GaN-Heterostrukturen [50, 51]. Die V-Defekte sollten ausreichend weit um die Versetzungen ausgedehnt sein, um Ladungsträger in den c-Flächen-Quantenfilmen von den Versetzungen zu separieren. Zugleich sollten sie aber auch klein sein, damit der relative Flächenanteil der Quantenfilme auf den c-Flächen nicht unnötig reduziert wird. Hier gilt es ein Optimum zu finden.

Ein Aspekt der V-Defekt-Quantenfilme wurde bisher nicht angesprochen. Die gesamte Kristallstruktur der gitterfehlangepassten GaN-basierten Schichten durchzieht ein spontanes, elektrisches Feld in [0001]-Richtung, das in den GaInN-Quantenfilmen durch das piezoelektrische Feld in gleicher Richtung ergänzt wird. Die V-Defekt-Quantenfilme, die senkrecht zur [1-101]-Richtung orientiert sind, überspannt ein geringeres Feld und ein ebenfalls geringeres Feld zeigt entlang der V-Defekt-Quantenfilme [6, 7]. Diese letztgenannte Feldkomponente müsste dazu beitragen, dass die Rekombination aus den V-Defekt-Quantenfilmen zeitlich sehr schnell abklingt, aufgehalten vielleicht von Lokalisationsprozessen, und dass eine positive Aufladung der Versetzungsregion, einhergehend mit einer negativen Aufladung der V-Defekt-Umgebung stattfindet. Ein Beleg für diese Aufladung bei Ladungsträgergeneration oder -injektion und eine Analyse ihrer Auswirkung auf die nichtstrahlende Rekombination über die Störstellen der Versetzungen wäre für das Verständnis der Funktion der V-Defekte als Barrieren durchaus sinnvoll.

In grün emittierenden GaInN/GaN-Quantenfilmen werden bisher nur geringere interne Quantenausbeuten erzielt als in blau emittierenden. Eine Ursache ist der geringere Wellenfunktionsüberlapp von Elektronen und Löchern in Quantenfilmen mit hohen In-Gehalten oder großen Quantenfilmbreiten. Die strahlenden Rekombinationszeiten werden in grün emittierenden Quantenfilmen länger. Eine interessante Frage ist, ob es noch weitere Effekte gibt, die die erreichbaren internen Quantenausbeuten bei grün emittierenden GaInN-Quantenfilmen mindern. In Abschnitt 4.1.3 wurde gezeigt, dass bei vielen Proben eine

Abnahme der internen Quantenausbeute schon bei tiefen Temperaturen auftritt, obwohl hohe Barrieren die Ladungsträger von den nichtstrahlenden Zentren der Durchstoßversetzungen fern halten sollten. Eine der möglichen Ursachen hierfür sind Punktdefekte in den Quantenfilmen, die als nichtstrahlende Zentren wirken könnten. Eine Überprüfung der Korrelation zwischen verminderter Quantenausbeute bei tiefen Temperaturen und hoher In-Konzentration, also einer niedrigen Wachstumstemperatur der Quantenfilme, könnte Aufschluss darüber geben, ob wirklich Punktdefekte als nichtstrahlende Zentren wirken, und ob ihre Zahl bei niedrigen Wachstumstemperaturen zunimmt. Diese Überprüfung könnte Hinweise zum Erreichen hoher interner Quantenausbeuten im grünen Spektralbereich liefern.

Bezüglich der Laseralterung könnten temperaturabhängige optische Verstärkungsmessungen weitere Informationen über den Alterungsprozess liefern. Wird die nichtstrahlende Rekombination bei gealterten Laserstrukturen wie vermutet durch Mg-Störstellen in der Nähe der GaInN-Quantenfilme (im Spacer) verstärkt, sollten die Unterschiede in der optischen Verstärkung zwischen gealterten und nicht gealterten Laserstrukturen bei tiefen Temperaturen verschwinden. Dann hätten die thermalisierten Überschussladungsträger nicht mehr genügend Energie, um Störstellen außerhalb der Quantenfilme zu erreichen, und die Dichte der nichtstrahlenden Zentren wäre wieder identisch für gealterte und nicht gealterte Laser.

Anhang A

Liste der untersuchten Strukturen

Die in dieser Arbeit erwähnten Strukturen sind im folgenden in Listen mit Informationen zu den integrierten Schichten, den Schichtdicken und der Komposition der aktiven Zone auf den (0001)-Flächen zusammengestellt. Besondere Relevanz für die Emissionsenergie und die Rekombinationsdynamik in GaInN/GaN-Quantenfilmen haben der In-Gehalt und die Breite des Quantenfilms. Deshalb ist die Bestimmung der Zahlenwerte für diese Daten hier nochmals aufgezeigt:

Die Quantenfilmbreiten zweier Proben (BS749 und BS892) wurden aus TEM-Messungen bestimmt. Die Quantenfilmbreiten aller anderen Proben wurden ausgehend von diesen beiden Proben mit Berücksichtigung der Wachstumszeiten und des Ga-Angebots während des Wachstums berechnet. Auf den In-Gehalt der Quantenfilme wurde anschließend aus dem Vergleich der Emissionsenergien der Quantenfilmstrukturen und den in Abschnitt 4.1.2 theoretisch berechneten effektiven Bandlücken geschlossen. Die Angaben sind damit abhängig von der Übertragbarkeit der Wachstumsraten zwischen den beiden Proben BS749 und BS892 und allen anderen Quantenfilmstrukturen und der Korrektheit der Modellannahmen für die theoretische Berechnung.

Für einige Proben liegen neuere Auswertungen der Quantenfilmschichtdicke und des In-Gehalts über Röntgenmessungen, durchgeführt von Dr. H. Bremers, vor. Die Werte sind in Klammern mit vermerkt.

Probe	Typ	Substrat	Puffer	Quanten- filmzahl	In- Gehalt	Quanten- filmbreite	Elektronen- barriere	Deck- schicht
BS39	MQW	Saphir	GaN ca. 0.7µm	10	ca. 18% (24.5%)	ca. 2nm (2.3nm)	nein	GaN ca. 120nm
BS58	MQW	Saphir	GaN ca. 0.7µm	10	ca. 10% (13.8%)	1.8nm (1.8nm)	nein	GaN ca. 120nm
BS61	MQW	Saphir	GaN ca. 0.7µm	10	ca. 10% (13.1%)	2.6nm (2.8nm)	nein	GaN ca. 120nm
BS62	MQW	Saphir	GaN ca. 0.7µm	10	ca. 10% (13.0%)	3.4nm (3.7nm)	nein	GaN ca. 120nm
BS64	MQW	Saphir	GaN ca. 0.7µm	10	ca. 10% (12.4%)	5.2nm (5.7nm)	nein	GaN ca. 120nm
BS208	n-GaN	Saphir	GaN ca. 1.7µm	-	-	-	-	-
BS221	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	2	ca. 12% (11.4%)	ca. 2.9nm (3.2nm)	ja	GaN ca. 120nm
BS267	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	2	10.8%	2.86nm	ja	GaN ca. 120nm
BS268	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	2	10.7%	2.86nm	ja	GaN ca. 120nm
BS269	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	2	un- bestimmt	> 2.9nm	ja	GaN ca. 120nm
BS270	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	2	11.1%	2.86nm	ja	GaN ca. 120nm

Probe	Typ	Substrat	Puffer	Quanten- filmzahl	In- Gehalt	Quanten- filmbreite	Elektronen- barriere	Deck- schicht
BS271	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	2	11.1%	2.86nm	ja	GaN ca. 120nm
BS273	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	2	un- bestimmt	> 2.9nm	ja	GaN ca. 120nm
BS275	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	2	12.8%	2.86nm	ja	GaN ca. 120nm
BS279	p-GaN	Saphir	GaN ca. 400nm u-GaN + ca. 1.3µm p-GaN	-	-	-	-	-
BS342	SQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	1	ca. 12%	2.86nm	nein	GaN ca. 120nm
BS391	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	2	11.8%	2.86nm	ja	GaN ca. 120nm
BS392	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	2	8.7%	0.95nm	ja	GaN ca. 120nm
BS393	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	2	10.3%	1.91nm	ja	GaN ca. 120nm
BS394	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	2	10.7%	3.81nm	ja	GaN ca. 120nm
BS395	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7µm	2	10.4%	4.77nm	ja	GaN ca. 120nm
BS691	LED	Saphir	n-GaN ca. 1.7µm	1	16.4%	1.91nm	ja	p-GaN ca. 120nm
BS711	LED	Saphir	n-GaN ca. 1.7µm	2	16.2%	1.91nm	ja	p-GaN ca. 120nm
BS721	LED	Saphir	n-GaN ca. 1.7µm	2	16.6%	1.91nm	ja	p-GaN ca. 120nm
BS749	LED	Saphir	n-GaN ca. 1.7µm	2	ca. 16%	1.91nm	ja	p-GaN ca. 120nm
BS773	p-GaN	Saphir	GaN ca. 400nm u-GaN + ca. 1.3µm p-GaN	-	-	-	-	-
BS881	DQW	Saphir	n-GaN ca. 1.7µm	2	15.9%	1.91nm	ja	GaN ca. 120nm

Probe	Typ	Substrat	Puffer	Quanten- filmzahl	In- Gehalt	Quanten- filmbreite	Elektronen- barriere	Deck- schicht
BS882	DQW	Saphir	n-GaN ca. 1.7 μ m	2	17.3%	1.91nm	ja	GaN ca. 120nm
BS883	DQW	Saphir	n-GaN ca. 1.7 μ m	2	18.9%	1.91nm	ja	GaN ca. 120nm
BS889	DQW	Saphir	n-GaN ca. 1.7 μ m	2	20.4%	1.91nm	ja	GaN ca. 120nm
BS892	DQW	Saphir	n-GaN ca. 1.7 μ m	2	20.3%	2.52nm	ja	GaN ca. 120nm
BS975	SQW	Saphir	n-GaN ca. 1.7 μ m	1	19.8%	2.52nm	ja	GaN ca. 120nm
BS982	SQW	Saphir	GaN ca. 1.7 μ m	1	21.8%	2.24nm	ja	GaN ca. 120nm
BS988	SQW	Saphir	GaN ca. 1.7 μ m	1	24.5%	2.24nm	ja	GaN ca. 120nm
BS996	SQW	Saphir	GaN ca. 1.7 μ m	1	24.1%	1.98nm	ja	GaN ca. 120nm
BS1017	DQW	Saphir	GaN ca. 1.7 μ m	2	18.3%	2.52nm	ja	GaN ca. 120nm
BS1025	SQW	Saphir	GaN ca. 1.7 μ m	1	25.5%	1.49nm	ja	GaN ca. 120nm
BS1150	MQW	Saphir	n-GaN ca. 1.7 μ m	10	ca. 18% (21.3%)	2.98nm (2.4nm)	ja	p-GaN ca. 120nm
BS1170	SQW	Saphir	GaN ca. 1.7 μ m	1	ca. 16%	2.98nm	nein	GaN ca. 120nm
BS1171	SQW	Saphir	GaN ca. 1.7 μ m	1	> 14%	< 3nm	nein	GaN ca. 120nm
BS1185	SQW	Saphir	GaN ca. 1.7 μ m	1	> 14%	< 3nm	nein	GaN ca. 120nm
Q1229	LED	SiC	AlGaIn+ n-GaN	4	ca. 10%	ca. 2nm	ja	p-GaN

Probe	Substrat	Puffer	Mantel	Wellenleiter	Quanten-filmzahl	In-Gehalt	Quanten-filmbreite
M0770	SiC	AlGaN ca. 250nm	AlGaN ca. 550nm (n) + ca. 400nm (p)	GaN ca. 120nm (n) + ca.100nm (p)	3	ca. 10%	ca. 1.7nm
M1605	SiC	AlGaN ca. 250nm	AlGaN ca. 550nm (n) + ca. 400nm (p)	GaN ca. 120nm (n) + ca.100nm (p)	3	ca. 10%	ca. 1.7nm
M1611	SiC	AlGaN ca. 250nm	AlGaN ca. 550nm (n) + ca. 400nm (p)	GaN ca. 120nm (n) + ca.100nm (p)	3	ca. 10%	ca. 1.7nm
M1624	SiC	AlGaN ca. 250nm	AlGaN ca. 550nm (n) + ca. 400nm (p)	GaN ca. 120nm (n) + ca.100nm (p)	3	ca. 10%	ca. 1.7nm
M1743	SiC	AlGaN ca. 250nm	AlGaN ca. 550nm (n) + ca. 400nm (p)	GaN ca. 120nm (n) + ca.100nm (p)	3	ca. 10%	ca. 1.7nm
M3194	SiC	AlGaN ca. 250nm	AlGaN ca. 500nm (n) + ca. 500nm (p)	GaN ca. 100nm (n) + ca.100nm (p)	3	ca. 10%	ca. 2.5nm
M3543	SiC	AlGaN ca. 250nm	AlGaN ca. 500nm (n) + ca. 500nm (p)	GaN ca. 100nm (n) + ca.100nm (p)	3	ca. 10%	ca. 2.5nm
M3531	SiC	AlGaN ca. 250nm	AlGaN ca. 500nm (n) + ca. 500nm (p)	GaN ca. 100nm (n) + ca.100nm (p)	3	ca. 10%	ca. 2.5nm
M3549	SiC	AlGaN ca. 250nm	AlGaN ca. 500nm (n) + ca. 500nm (p)	GaN ca. 100nm (n) + ca.100nm (p)	3	ca. 10%	ca. 2.5nm
M3702	SiC	AlGaN ca. 250nm	AlGaN ca. 500nm (n) + ca. 500nm (p)	GaN ca. 100nm (n) + ca.100nm (p)	3	ca. 10%	ca. 2.5nm
BS254	SiC	-	AlGaN ca. 450nm (n) + ca. 450nm (p)	GaN ca. 100nm (n) + ca.100nm (p)	4	ca. 8%	ca. 2.9nm
BS255	SiC	-	AlGaN ca. 450nm (n) + ca. 200nm (p)	GaN ca. 100nm (n) + ca.100nm (p)	4	ca. 8%	ca. 2.9nm

Literaturverzeichnis

- [1] Y. Chen, T. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki, N. Yamada, Y. Kaneko, and S. Y. Wang: Pit formation in GaInN quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **72**(6), pp. 710 (1998)
- [2] X. H. Wu, C. R. Elsass, A. Abare, M. Mack, S. Keller, P. M. Petroff, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and S. J. Rosner: Structural origin of V-defects and correlation with localized excitonic centers in InGaN/GaN multiple quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **72**(6), pp. 692 (1998)
- [3] A. Hangleiter, F. Hitzel, C. Netzel, D. Fuhrmann, U. Rossow, G. Ade, and P. Hinze: Suppression of Nonradiative Recombination by V-Shaped Pits in GaInN/GaN Quantum Wells Produces a Large Increase in Light Emission Efficiency. *Phys. Rev. Lett.* **95**, pp. 127402 (2005)
- [4] B. Neubert, P. Brückner, F. Habel, F. Scholz, T. Riemann, J. Christen, M. Beer, and J. Zweck: GaInN quantum wells grown on facets of selectively grown GaN stripes. *Appl. Phys. Lett.* **87**(18), pp. 182111 (2005)
- [5] F. Hitzel, G. Klewer, S. Lahmann, U. Rossow, and A. Hangleiter: Localized high-energy emissions from the vicinity of defects in high-efficiency $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ quantum wells. *Phys. Rev. B* **72**, pp. 081309(R) (2005)
- [6] T. Takeuchi, H. Amano, and I. Akasaki: Theoretical Study of Orientation Dependence of Piezoelectric Effects in Wurzite Strained GaInN/GaN Heterostructures and Quantum Wells. *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**(2A), pp. 413 (2000)
- [7] F. Hitzel: Durchführung und Interpretation von nahfeldoptischen Messungen zur Klärung der Defekt-Inaktivität in InGaN basierten Quantenfilmproben. Dissertation, Gemeinsame Naturwissenschaftliche Fakultät der TU Braunschweig (2004)
- [8] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, and K. Chocho: InGaN/GaN/AlGaIn-Based Laser Diodes with Modulation-Doped Strained-Layer Superlattices. *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**(12A), pp. L1568 (1997)
- [9] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, and K. Chocho: Violet InGaIn/GaN/AlGaIn-Based Laser Diodes with an Output-Power of 420 mW. *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**(6A), pp. L627 (1998)

-
- [10] B. Monemar: Fundamental energy gap of GaN from photoluminescence excitation spectra. *Phys. Rev. B* **10**(2), pp. 676 (1974)
- [11] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan: Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. *J. Appl. Phys.* **89**(11), pp. 8516 (2001)
- [12] A. A. Klochikhin, V. Y. Davydov, V. V. Emtsev, A. V. Sakharov, V. A. Kapitonov, B. A. Andreev, H. Lu, and W. J. Schaff: Acceptor states in the photoluminescence spectra of n-InN. *Phys. Rev. B* **71**, 195207 (2005)
- [13] S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh: Candela-class high-brightness InGaN/AlGaIn double-heterostructure blue-light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.* **64**(13), pp. 1687 (1994)
- [14] R. Gaska, J. W. Yang, A. Osinsky, A. D. Bykhovski, and M. S. Shur: Piezoeffect and gate current in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors. *Appl. Phys. Lett.* **71**(25), pp. 3673 (1997)
- [15] A. Osinsky, S. Gangopadhyay, R. Gaska, B. Williams, M. A. Khan, D. Kuksenkov, and H. Temkin: Low noise p- π -n GaN ultraviolet photodetectors. *Appl. Phys. Lett.* **71**(16), pp. 2334 (1997)
- [16] A. Osinsky, S. Gangopadhyay, B. W. Lim, M. Z. Anwar, M. A. Khan, D. V. Kuksenkov, and H. Temkin: Schottky barrier photodetectors based on AlGaIn. *Appl. Phys. Lett.* **72**(6), pp. 742 (1998)
- [17] G. Parish, S. Keller, P. Kozodoy, J. P. Ibbetson, H. Marchand, P. T. Fini, S. B. Fleischer, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra: High-performance (Al,Ga)N-based solar-blind ultraviolet p-i-n detectors on laterally epitaxially overgrown GaN. *Appl. Phys. Lett.* **75**(2), pp. 247 (1999)
- [18] A. D. Bykhovski, V. V. Kaminski, M. S. Shur, Q. C. Chen, and M. A. Khan: Piezoresistive effect in wurzite n-type GaN. *Appl. Phys. Lett.* **68**(6), pp. 818 (1996)
- [19] O. Ambacher, M. Eickhoff, A. Link, M. Hermann, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, Y. Smorchkova, J. Speck, U. Mishra, W. Schaff, V. Tilak, and L. F. Eastman: Electronics and sensors based on pyroelectric AlGaIn/GaN heterostructures. (Part A: Polarization and pyroelectronics.) *Phys. Stat. Sol.(c)* **0**(6), pp. 1878 (2003)
- [20] M. Eickhoff, J. Schlawig, G. Steinhoff, O. Weidemann, L. Görgens, R. Neuberger, M. Hermann, B. Baur, G. Müller, O. Ambacher, and M. Stutzmann: Electronics and sensors based on pyroelectric AlGaIn/GaN heterostructures. (Part B: Sensor applications.) *Phys. Stat. Sol.(c)* **0**(6), pp. 1908 (2003)
- [21] H. P. Maruska, and J. J. Tietjen: The preparation and properties of vapor-deposited single-crystalline GaN. *Appl. Phys. Lett.* **15**(10), pp. 327 (1969)
- [22] S. Yoshida, S. Misawa, and S. Gonda: Improvements on the electrical and luminescent properties of reactive molecular beam epitaxially grown GaN films by using AlN-coated sapphire substrates. *Appl. Phys. Lett.* **42**(5), pp. 427 (1983)

- [23] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, and Y. Toyoda: Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer. *Appl. Phys. Lett.* **48**(5), pp. 353 (1986)
- [24] S. Nakamura: GaN Growth Using GaN Buffer Layer. *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**(10A), pp. L1705 (1991)
- [25] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, and I. Akasaki: P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI). *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**(12), pp. L2112 (1989)
- [26] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, and N. Iwasa: Thermal Annealing Effects on P-Type Mg-Doped GaN Films. *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**(2B), pp. L139 (1992)
- [27] S. Nakamura, and T. Mukai: High-Quality InGaN Films Grown on GaN Films. *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**(10B), pp. L1457 (1992)
- [28] S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh: Candela-class high-brightness InGaN/AlGaN double-heterostructure blue-light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.* **64**(13), pp. 1687 (1994)
- [29] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, T. Yamada, and T. Mukai: Super-bright Green InGaN Single-Quantum-Well-Structure Light-Emitting Diodes. *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**(10B), pp. L1332 (1995)
- [30] T. Mukai, D. Morita, and S. Nakamura: High-power UV InGaN/AlGaN double-heterostructure LEDs. *J. Crystal Growth* **189/190**, pp. 778 (1998)
- [31] V. Adivarahan, S. Wu, J. P. Zhang, A. Chitnis, M. Shatalov, V. Mandavilli, R. Gasika, and M. A. Khan: High-efficiency 269 nm emission deep ultraviolet light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.* **84**(23), pp. 4762 (2004)
- [32] A. A. Allerman, M. H. Crawford, A. J. Fischer, K. H. A. Bogart, S. R. Lee, D. M. Follstaedt, P. P. Provencio, and D. D. Koleske: Growth and design of deep-UV (240-290 nm) light emitting diodes using AlGaN alloys. *J. Crystal Growth* **272**, pp. 227 (2004)
- [33] T. Mukai, M. Yamada, and S. Nakamura: Characteristics of InGaN-Based UV/Blue/Green/Amber/Red Light-Emitting Diodes. *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**(7A), pp. 3976 (1999)
- [34] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, and Y. Sugimoto: InGaN-Based Multi-Quantum-Well-Structure Laser Diodes. *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**(1B), pp. L74 (1996)
- [35] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, and K. Chocho: High-Power, Long-Lifetime InGaN/GaN/AlGaN-Based Laser Diodes Grown on Pure GaN Substrates. *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**(3B), pp. L309 (1998)

- [36] J. Edmond, A. Abare, M. Bergman, J. Bharathan, K. L. Bunker, D. Emerson, K. Haberer, J. Ibbetson, M. Leung, P. Russel, and D. Slater: High efficiency GaN-based LEDs and lasers on SiC. *J. Crystal Growth* **272**, pp. 242 (2004)
- [37] S. Nagahama, T. Yanamoto, M. Sano, and T. Mukai: Ultraviolet GaN Single Quantum Well Laser Diodes. *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**(8A), pp. L785 (2001)
- [38] S. Nagahama, T. Yanamoto, M. Sano, and T. Mukai: Characteristics of InGaN laser diodes in the pure blue region. *Appl. Phys. Lett.* **79**(13), pp. 1948 (2001)
- [39] T. Takano, Y. Ohtaki, Y. Narita, and H. Kawanishi: Improvement of Crystal Quality of AlGaN Multi Quantum Well Structure by Combination of Flow-Rate Modulation Epitaxy and AlN/GaN Multi-Buffer Layer and Resultant Lasing at Deep Ultra-Violet Region. *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**(10A), pp. L1258 (2004)
- [40] F. Bernardini, V. Fiorentini, and D. Vanderbilt: Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides. *Phys. Rev. B* **56**(16), R10024 (1997)
- [41] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, and S. Nakamura: Spontaneous emission of localized excitons in InGaN single and multiquantum well structures. *Appl. Phys. Lett.* **69**(2), pp. 4188 (1996)
- [42] K. P. O'Donnell, T. Breitkopf, H. Kalt, W. Van der Stricht, I. Moerman, P. Demeester, and P. G. Middleton: Optical linewidths of InGaN light emitting diodes and epilayers. *Appl. Phys. Lett.* **79**(13), pp. 1948 (2001)
- [43] J. S. Im, S. Heppel, H. Kollmer, A. Sohmer, J. Off, F. Scholz, and A. Hangleiter: Evidence for quantum-dot-like states in GaInN/GaN quantum wells? *J. Crystal Growth* **189-190**, pp. 597 (1998)
- [44] A. Hangleiter, J. S. Im, J. Off, and F. Scholz: Optical Properties of Nitride Quantum Wells: How to Separate Fluctuations and Polarization Field Effects. *Phys. Stat. Sol.(b)* **216**, pp. 427 (1999)
- [45] A. Hangleiter, J. S. Im, H. Kollmer, S. Heppel, J. Off, and F. Scholz: The role of piezoelectric fields in GaN-based quantum wells. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **3**, 15 (1998)
- [46] P. Riblet, H. Hirayama, A. Kinoshita, A. Hirata, T. Sugano, and Y. Aoyagi: Determination of photoluminescence mechanism in InGaN quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **75**(15), pp. 2241 (1999)
- [47] Y. Narukawa, Y. Kawakami, S. Fujita, S. Fujita, and S. Nakamura: Recombination dynamics of localized excitons in $\text{In}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{N} - \text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$ multiple quantum wells. *Phys. Rev. B* **55**(4), R1938 (1997)
- [48] J. S. Im, H. Kollmer, J. Off, A. Sohmer, F. Scholz, and A. Hangleiter: Reduction of oscillator strength due to piezoelectric fields in $\text{GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ quantum wells. *Phys. Rev. B* **57**(16), R9435 (1998)

- [49] S. D. Lester, F. A. Ponce, M. G. Craford, and D. A. Steigerwald: High dislocation densities in high efficiency GaN-based light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.* **66**(10), pp. 1249 (1995)
- [50] S. J. Rosner, E. C. Carr, M. J. Ludowise, G. Girolami, and H. I. Erikson: Correlation of cathodoluminescence inhomogeneity with microstructural defects in epitaxial GaN grown by metalorganic chemical-vapor deposition. *Appl. Phys. Lett.* **70**(4), pp. 420 (1997)
- [51] T. Sugahara, H. Sato, M. Hao, Y. Haoi, S. Kurai, S. Tottori, K. Yamashita, K. Hishino, L. T. Romano, and S. Sakai: Direct evidence that dislocations are non-radiative recombination centers in GaN. *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**, pp. L398 (1998)
- [52] D. Fuhrmann, C. Netzel, U. Rossow, A. Hangleiter, G. Ade, and P. Hinze: Optimization scheme for the quantum efficiency of GaInN-based green-light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 071105 (2006)
- [53] S. F. Chichibu, H. Marchand, M. S. Minsky, S. Keller, P. T. Fini, J. P. Ibbetson, S. B. Fleischer, J. S. Speck, J. E. Bowers, E. Hu, U. K. Mishra, and S. P. DenBaars: Emission mechanisms of bulk GaN and InGaN quantum wells prepared by lateral epitaxial overgrowth. *Appl. Phys. Lett.* **74**(10), pp. 1460 (1999)
- [54] T. Mukai, K. Takekawa, and S. Nakamura: InGaN-Based Blue Light-Emitting Diodes Grown on Epitaxially Laterally Overgrown GaN Substrates. *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**(7B), pp. L839 (1998)
- [55] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, and S. Nakamura: Luminescence from localized states in InGaN epilayers. *Appl. Phys. Lett.* **70**(21), pp. 2822 (1997)
- [56] Y. Narukawa, Y. Kawakami, M. Funato, S. Fujita, S. Fujita, and S. Nakamura: Role of self-formed InGaN quantum dots for exciton localization in the purple laser diode emitting at 420 nm. *Appl. Phys. Lett.* **70**(8), pp. 981 (1996)
- [57] S. Chichibu, K. Wada, and S. Nakamura: Spatially resolved cathodoluminescence spectra of InGaN quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **71**(16), pp. 2346 (1997)
- [58] H. C. Yang, P. F. Kuo, T. Y. Lin, Y. F. Chen, K. H. Chen, L. C. Chen, and J. Chyi: Mechanism of luminescence in InGaN/GaN multiple quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **76**(25), pp. 3712 (2000)
- [59] K. P. O'Donnell, R. W. Martin, and P. G. Middleton: Origin of Luminescence from InGaN Diodes. *Phys. Rev. Lett.* **82**(1), pp. 237 (1999)
- [60] Y. P. Varshni: Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica.* **34**(1), pp. 149 (1967)
- [61] P. G. Eliseev, P. Perlin, J. Lee, and M. Osinski: Blue temperature-induced shift and band-tail emission in InGaN-based light sources. *Appl. Phys. Lett.* **71**(5), pp. 569 (1997)

-
- [62] C. Kieselowski, Z. Lilienthal-Weber, and S. Nakamura: Atomic Scale Indium Distribution in a GaN/In_{0.43}Ga_{0.57}N/Al_{0.1}Ga_{0.9}N Quantum Well Structure. *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**(11), pp. 6932 (1997)
- [63] N. A. Shapiro, P. Perlin, C. Kieselowski, L. S. Mattos, J. W. Yang, and E. R. Weber: The effects of indium concentration and well-thickness on the mechanisms of radiative recombination in In_xGa_{1-x}N quantum wells. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **5**, 1 (2000)
- [64] D. M. Graham, A. Soltani-Vala, P. Dawson, M. J. Godfrey, T. M. Smeeton, J. S. Barnard, M. J. Kappers, C. J. Humphreys, and E. J. Trush: Optical and microstructural studies of InGaN/GaN single-quantum-well structures. *J. Appl. Phys.* **97**, pp. 103508 (2005)
- [65] T. M. Smeeton, M. J. Kappers, J. S. Barnard, M. E. Vickers, and C. J. Humphreys: Electron-beam-induced strain within InGaN quantum wells: False indium 'cluster' detection in the transmission electron microscope. *Appl. Phys. Lett.* **83**(26), pp. 5419 (2003)
- [66] L. L. Goddard, M. Kneissl, D. P. Bour, and N. M. Johnson: Gain characteristic of continuous-wave InGaN multiple quantum well laser diodes during life testing. *J. Appl. Phys.* **88**(7), pp. 3820 (2000)
- [67] T. Schoedl, U. T. Schwarz, S. Miller, A. Leber, M. Furitsch, A. Lell, and V. Härle: Facet degradation of (Al,In)GaN laser diodes. *Phys. Stat. Sol.(a)* **201**(12), pp. 2635 (2004)
- [68] T. Kuroda, R. Sasou, A. Tackeuchi, H. Sato, N. Horio, and C. Funaoka: Time-Resolved Photoluminescence Study of InGaN MQW with a p-Contact Layer. *Phys. Stat. Sol.(b)* **228**(1), pp. 125 (2001)
- [69] N. Kuroda, C. Sasaoka, A. Kimura, A. Usui, and Y. Mochizuki: Precise control of pn-junction profiles for GaN-based LD structures using GaN substrates with low dislocation densities. *J. Crystal Growth* **189-190**, pp. 551 (1998)
- [70] E. G. Brazel, M. A. Chin, and V. Narayanamurti: Direct observation of localized high current densities in GaN films. *Appl. Phys. Lett.* **74**(16), pp. 2367 (1999)
- [71] P. Kozodoy, J. P. Ibbeson, H. Marchand, P. T. Fini, S. Keller, J. S. Speck, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra: Electrical characterization of GaN p-n junctions with and without threading dislocations. *Appl. Phys. Lett.* **73**(7), pp. 975 (1998)
- [72] T. Egawa, H. Ishikawa, T. Jimbo, and U. Umeno: Optical degradation of InGaN/AlGaIn light-emitting diode on sapphire substrate grown by metalorganic chemical vapor deposition. *Appl. Phys. Lett.* **69**(6), pp. 830 (1996)
- [73] C. Eichler, S. Schad, M. Seyboth, F. Habel, M. Scherer, S. Miller, A. Weimar, A. Lell, V. Härle, and D. Hofstetter: Time resolved study of laser diode characteristics during pulsed operation. *Phys. Stat. Sol.(c)* **0**(7), pp. 2283 (2003)

- [74] V. E. Kudryashov, S. S. Mamakin, A. N. Turkin, A. E. Yunovich, A. N. Kovalev, and F. I. Manyakhin: Dependence of aging on inhomogeneities in InGaN/AlGaIn/GaN light-emitting diodes. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **5S1**, W11.25 (2000)
- [75] G. Popovici, H. Morkoc, and S. Noor Mohammad: Deposition and properties of group III nitrides by molecular beam epitaxy. Editor: B. Gil: *Group III nitride semiconductor compounds* (Oxford Science Publications) **2**, pp. 19 (1998)
- [76] R. J. Molnar, W. Götz, L. T. Romano, and N. M. Johnson: Growth of gallium nitride by hydride vapor-phase epitaxy. *J. Crystal Growth* **178**, pp. 147 (1998)
- [77] S. Porowski: Near defect free GaN substrates. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **4S1**, G1.3 (1999)
- [78] V. Bougrov, M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, and A. Zubrilov: *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe.* (Editors: M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, M. S. Shur) John Wiley and Sons, Inc., New York, pp. 1 (2001)
- [79] J. Goldberg: *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe.* (Editors: M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, M. S. Shur) John Wiley and Sons, Inc., New York, pp. 31 (2001)
- [80] A. Zubrilov: *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe.* (Editors: M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, M. S. Shur) John Wiley and Sons, Inc., New York, pp. 49 (2001)
- [81] F. A. Ponce: Structural defects and materials performance of the III-V nitrides. Editor: B. Gil: *Group III nitride semiconductor compounds* (Oxford Science Publications) **4**, pp. 123 (1998)
- [82] A. Usui, H. Sunakawa, A. Sakai, and A. A. Yamaguchi: Thick GaN Epitaxial Growth with Low Dislocation Density by Hydride Vapor Phase Epitaxy. *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**(7B), pp. L899 (1997)
- [83] N. Grandjean, J. Massies, I. Grzegory, and S. Porowski: GaN/AlGaIn quantum wells for UV emission: heteroepitaxy versus homoepitaxy. *Semicond. Sci. Technol.* **16**, pp. 358 (2001)
- [84] B. Beaumont, Ph. Vennegues, and P. Gibart: Epitaxial Lateral Overgrowth of GaN. *Phys. Stat. Sol.(b)* **227**(1), pp. 1 (2001)
- [85] S. Nagahama, N. Iwasa, M. Senoh, T. Matsushita, Y. Sugimoto, H. Kiyoku, T. Kozaiki, M. Sano, H. Matsumura, H. Umemoto, K. Chocho, and T. Mukai: High-Power and Long-Lifetime InGaIn Multi-Quantum-Well Laser Diodes Grown on Low-Dislocation-Density GaN Substrates. *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**(7A), pp. L647 (2000)
- [86] C. A. Parker, J. C. Roberts, S. M. Bedair, M. J. Reed, S. X. Liu, and N. A. El-Masry: Determination of the critical layer thickness in the InGaIn/GaN heterostructures. *Appl. Phys. Lett.* **75**(18), pp. 2776 (1999)

-
- [87] I. Vurgaftman, and J. R. Meyer: Band parameters for nitrogen-containing semiconductors. *J. Appl. Phys.* **94**(6), pp. 3675 (2003)
- [88] O. Gfrörer: Konsequenzen von Verspannung und Symmetrie in Gruppe III-Nitriden. Dissertation, Fakultät Physik der Universität Stuttgart (2000)
- [89] S. Seyd, J. B. Heroux, Y. J. Wang, M. J. Manfra, R. J. Molnar and H. L. Stormer: Nonparabolicity of the conduction band of wurzite GaN. *Appl. Phys. Lett.* **83**(22), pp. 4553 (2003)
- [90] B. Santic: On the hole effective mass and the free hole statistics in wurzite GaN. *Semicond. Sci. Technol.* **18**(4), pp. 219 (2003)
- [91] D. Fritsch, H. Schmidt, and M. Grundmann: Band-structure pseudopotential calculation of zinc-blende and wurzite AlN, GaN, and InN. *Phys. Rev. B* **67**, 235205 (2003)
- [92] J. S. Im, A. Moritz, F. Steuber, V. Härle, F. Scholz, and A. Hangleiter: Radiative carrier lifetime, momentum matrix element, and hole effective mass in GaN. *Appl. Phys. Lett.* **70**(5), pp. 631 (1997)
- [93] L. Vina, S. Logothetidis, and M. Cardona: Temperature dependence of the dielectric function of germanium. *Phys. Rev. B* **30**(4), pp. 1979 (1984)
- [94] P. Lautenschlager, P. B. Allen, and M. Cardona: Temperature dependence of band gaps in Si and Ge. *Phys. Rev. B* **31**(4), pp. 2163 (1985)
- [95] R. Dingle, D. D. Sell, S. E. Stokowski, and M. Ilegems: Absorption, Reflectance, and Luminescence of GaN Epitaxial Layers. *Phys. Rev. B.* **4**(4), pp. 1211 (1971)
- [96] B. Monemar: Fundamental energy gap of GaN from photoluminescence excitation spectra. *Phys. Rev. B.* **10**(2), pp. 676 (1974)
- [97] M. Grundmann, and D. Bimberg: Anisotropy effects on excitonic properties in realistic quantum wells. *Phys. Rev. B* **38**(18), pp. 13486 (1988)
- [98] S. Lahmann, F. Hitzel, U. Rossow, and A. Hangleiter: Analysis of quantum efficiency of high brightness GaInN/GaN quantum wells. *Phys. Stat. Sol.(c)* **0**(7), pp. 2202 (2003)
- [99] M. Fox: Oxford Master Series in Condensed Matter Physics: Optical Properties of Solids. pp. 78 (2003)
- [100] A. Hangleiter, S. Lahmann, C. Netzel, U. Rossow, P. R. C. Kent, and A. Zunger: Electron and Hole Confinement in GaInN/GaN and AlGaIn/GaN Quantum Wells. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **693**(I7.2.1), (2002)
- [101] G. Martin, A. Botchkarev, A. Rockett, and H. Morkoc: Valence-band discontinuities of wurzite GaN, AlN, and InN heterojunctions measured by x-ray photoemission spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.* **68**(18), pp. 2541 (1996)

-
- [102] C. G. Van de Walle, and J. Neugebauer: Small valence-band offsets at GaN/InGaN heterojunctions. *Appl. Phys. Lett.* **70**(19), pp. 2577 (1997)
- [103] J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J. W. Ager III, E. E. Haller, H. Lu, W. J. Schaff, Y. Saito, and Y. Nanishi: Unusual properties of the fundamental band gap of InN. *Appl. Phys. Lett.* **80**(21), pp. 3967 (2002)
- [104] F. Hitzel: Die Rolle von Defekten in hocheffizient emittierenden InGaN-basierten Heterostrukturen. Dissertation, Gemeinsame Naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Braunschweig (2004)
- [105] F. Bernardini, and V. Fiorentini: First-principles calculation of the piezoelectric tensor \bar{d} of III-V nitrides. *Appl. Phys. Lett.* **80**(22), pp. 4145 (2002)
- [106] A. Hangleiter, F. Hitzel, S. Lahmann, and U. Rossow: Composition dependence of polarization fields in GaInN/GaN quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **83**(6), pp. 1169 (2003)
- [107] N. Grandjean, J. Massies, M. Leroux, M. Laügt, P. Lefebvre, B. Gil, J. Allegre, and P. Bigenwald: Optical and structural properties of AlGaIn/GaN quantum wells grown by molecular beam epitaxy. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **4S1**, G11.7 (1999)
- [108] T. Takeuchi, H. Takeuchi, S. Sota, H. Sakai, H. Amano, and I. Akasaki: Optical Properties of Strained AlGaIn and GaInN on GaN. *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**(2B), pp. L177 (1997)
- [109] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus: Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect. *Phys. Rev. Lett.* **53**(22), pp. 2173 (1984)
- [110] G. D. Chen, M. Smith, J. Y. Lin, H. X. Jiang, M. Asif Khan, and C. J. Sun: Neutral-donor-bound exciton recombination dynamics in GaN grown by metalorganic chemical vapor deposition. *Appl. Phys. Lett.* **67**(12), pp. 1653 (1995)
- [111] S. Keller, B. P. Keller, D. Kapolnek, A. C. Abare, H. Masui, L. A. Coldren, U. K. Mishra, and S. P. DenBaars: Growth and characterization of bulk InGaIn films and quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **68**(22), pp. 3147 (1996)
- [112] M. Smith, G. D. Chen, J. Y. Lin, H. X. Jiang, M. Asif Khan, and Q. Chen: Time-resolved photoluminescence studies of InGaIn epilayers. *Appl. Phys. Lett.* **69**(19), pp. 2839 (1996)
- [113] J. F. Muth, J. H. Lee, I. K. Shmagin, R. M. Kolbas, H. C. Casey (Jr.), B. P. Keller, U. K. Mishra, and S. P. DenBaars: Absorption coefficient, energy gap, exciton binding energy, and recombination lifetime of GaN obtained from transmission measurements. *Appl. Phys. Lett.* **71**(18), pp. 2572 (1997)
- [114] G. Bastard: Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. Les Editions de Physique (1988)

-
- [115] R. K. Willardson, and A. C. Beer: Semiconductors and Semimetals (Volume 8). Academic Press (1972)
- [116] F. T. Vasko, and A. V. Kuznetsov: Springer: Electronic States and Optical Transitions in Semiconductor Heterostructures. pp. 135 (1999)
- [117] G. W. 't Hooft, M. R. Leys, and H. J. Talen-v. d. Mheen: Temperature dependence of the radiative recombination coefficient in GaAs—(Al, Ga)As quantum wells. Superlattices and Microstructures **1**(4), pp. 307 (1984)
- [118] P. T. Landsberg: Recombination in Semiconductors. Cambridge University Press (1991)
- [119] B. K. Ridley: Kinetics of radiative recombination in quantum wells. Phys. Rev. B **41**(17), pp. 12190 (1990)
- [120] G. Lasher, and F. Stern: Spontaneous and Stimulated Recombination Radiation in Semiconductors. Phys. Rev. **133**(2A), pp. 553 (1964)
- [121] C. Netzel: Zeitaufgelöste Spektroskopie zu nichtstrahlenden Rekombinationsprozessen in GaInN/GaN/AlGaIn- heterostrukturen. Diplomarbeit, Institut für Technische Physik, TU Braunschweig (2002)
- [122] M. Fox: Oxford Master Series in Condensed Matter Physics: Optical Properties of Solids. pp. 170 (2003)
- [123] R. J. Radtke, U. Waghmare, H. Ehrenreich, and C. H. Grein: Theoretical performance of wurzite and zincblende InGaIn/GaN quantum well lasers. Appl. Phys. Lett. **73**(15), pp. 2087 (1998)
- [124] W. Shockley, and W. T. Read: Statistics of the recombination of holes and electrons. Phys. Rev. Ser. **87**, pp. 835 (1952)
- [125] F. A. Ponce, D. P. Bour, W. Götz, and P. J. Wright: Spatial distribution of the luminescence in GaN thin films. Appl. Phys. Lett. **68**(1), pp. 57 (1996)
- [126] I. Shalish, L. Kronik, G. Segal, Y. Rosenwaks, Y. Shapira, U. Tisch, and J. Salzman: Yellow luminescence and related deep levels in unintentionally doped GaN films. Phys. Rev. B **59**(15), pp. 9748 (1999)
- [127] D. M. Hofmann, D. Kovalev, G. Steude, B. K. Meyer, A. Hoffmann, L. Eckey, R. Heitz, T. Detchprom, H. Amano, and I. Akasaki: Properties of the yellow luminescence in undoped GaN epitaxial layers. Phys. Rev. B **52**(23), pp. 16702 (1995)
- [128] R. Pässler: Temperature dependence of the nonradiative multiphonon carrier capture and ejection properties of deep traps in semiconductors. I. Theoretical results. Phys. Stat. Sol.(b) **85**, pp. 203 (1978)
- [129] H. Morkoc, A. Di Carlo, and R. Cingolani: GaN-based modulation doped FETs. Editor: B. Gil: Low-Dimensional Nitride Semiconductors (Oxford Science Publications) **14**, pp. 341 (2002)

- [130] J. Feldmann, G. Peter, E. O. Göbel, P. Dawson, K. Moore, C. Foxon, and R. J. Elliott: Linewidth Dependence of Radiative Exciton Lifetimes in Quantum Wells. *Phys. Rev. Lett.* **59**(20), pp. 2337 (1987)
- [131] D. S. Citrin: Radiative lifetimes of excitons in quantum wells: Localization and phase-coherence effects. *Phys. Rev. B* **47**(7), pp. 3832 (1993)
- [132] S. Hess, R. A. Taylor, K. Kyhm, J. F. Ryan, B. Beaumont, and P. Gibart: Femtosecond Exciton Dynamics and the Mott Transition in GaN under Resonant Excitation. *Phys. Stat. Sol.(b)* **216**, pp. 57 (1999)
- [133] A. Hangleiter: Recombination of correlated electron-hole pairs in two-dimensional semiconductors. *Phys. Rev. B* **48**(12), pp. 9146 (1993)
- [134] P. Michler, A. Hangleiter, A. Moritz, V. Härle, and F. Scholz: Influence of exciton ionization on recombination dynamics in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ quantum wells. *Phys. Rev. B* **47**(3), pp. 1671 (1993)
- [135] J. A. Moritz: Untersuchungen zur Ladungsträgerlebensdauer in Quantenfilmstrukturen. Diplomarbeit, 4. Physikalisches Institut der Universität Stuttgart (1993)
- [136] Y. Ishitani, T. Fujita, K. Nakasa, and Y. Harima: Exciton dissociation effects on time resolved photoluminescence measurements of an $\text{Al}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{P}/\text{Ga}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{Al}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{P}$ -quantum well structure. *J. Appl. Phys.* **89**(11), pp. 6426 (2001)
- [137] T. Kuroda, A. Tackeuchi, and T. Sota: Luminescence energy shift and carrier lifetime change dependence on carrier density in $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{In}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{N}$ quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **76**(25), pp. 3753 (2000)
- [138] A. Reale, G. Massari, A. Di Carlo, P. Lugli, A. Vinattieri, D. Alderighi, M. Colloci, F. Semond, N. Grandjean, and J. Massies: Comprehensive description of the dynamical screening of the internal electric fields of AlGaIn/GaN quantum wells in time-resolved photoluminescence experiments. *J. Appl. Phys.* **93**(1), pp. 400 (2003)
- [139] M. Pophristic, F. H. Long, C. Tran, I. T. Ferguson, and R. F. Karlicek Jr.: Time-resolved photoluminescence measurements of quantum dots in InGaIn multiple quantum wells and light-emitting diodes. *J. Appl. Phys.* **86**(2), pp. 1114 (1999)
- [140] M. Pophristic, F. H. Long, C. Tran, and I. T. Ferguson.: Time-Resolved Spectroscopy of InGaIn. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **5S1**, W11.58 (2000)
- [141] A. Morel, P. Lefebvre, S. Kalliakos, T. Taliercio, T. Bretagnon, and B. Gil: Donor-acceptor-like behavior of electron-hole pair recombinations in low-dimensional (Ga,In)N/GaN systems. *Phys. Rev. B* **68**, 045331 (2003)
- [142] K. L. Shaklee, and R. F. Leheny: Direct determination of optical gain in semiconductor crystals. *Appl. Phys. Lett.* **18**(11), pp. 475 (1971)

-
- [143] S. Heppel: Optische Verstärkung und Wellenleitung in GaInN/GaN-Laserstrukturen. Dissertation, Gemeinsame Naturwissenschaftliche Fakultät der TU Braunschweig (2006)
- [144] T. Makino: Analytical formulas for the optical gain of quantum wells. *IEEE J. Quantum Electron.* **32**(3), pp. 493 (1996)
- [145] O. Ueda, S. Isozumi, T. Kotani, and T. Yamaoka: Defect structure of <100> dark lines in the active region of a rapidly degraded Ga_{1-x}Al_xAs LED. *J. of Appl. Phys.* **48**(9), pp. 3950 (1977)
- [146] P. M. Petroff, O. G. Lorimor, and J. M. Ralston: Defect structure induced during forward-bias degradation of GaP green-light-emitting diodes. *J. of Appl. Phys.* **47**(4), pp. 1583 (1976)
- [147] S. Guha, J. M. DePuydt, M. A. Haase, J. Qiu, and H. Cheng: Degradation of II-VI based blue-green light emitters. *Appl. Phys. Lett.* **63**(23), pp. 3107 (1993)
- [148] D. Cherns, S. J. Henley, and F. A. Ponce: Edge and screw dislocations as nonradiative centers in InGaN/GaN quantum well luminescence. *Appl. Phys. Lett.* **78**(18), pp. 2691 (2001)
- [149] K. Okamoto, K. Inoue, Y. Kawakami, S. Fujita, M. Terazima, A. Tsujimura, and I. Kidoguchi: Nonradiative recombination processes of carriers in InGaN/GaN probed by the microscopic transient lens spectroscopy. *Rev. of Scient. Instruments* **74**(1), pp. 575 (2003)
- [150] Z. Liliental-Weber, Y. Chen, S. Ruvimov, and J. Washburn: Formation Mechanism of Nanotubes in GaN. *Phys. Rev. Lett.* **79**(15), pp. 2835 (1997)
- [151] H. Kollmer, J. S. Im, S. Heppel, J. Off, F. Scholz, and A. Hangleiter: Intra- and interwell transitions in GaInN/GaN multiple quantum wells with built-in piezoelectric fields. *Appl. Phys. Lett.* **74**(1), pp. 82 (1999)
- [152] G. Pozina, J. P. Bergman, B. Monemar, T. Takeuchi, H. Amano, and I. Akasaki: Origin of multiple peak photoluminescence in InGaN/GaN multiple quantum wells. *J. Appl. Phys.* **88**(5), pp. 2677 (2000)
- [153] E. R. Glaser, T. A. Kennedy, K. Doverspike, L. B. Rowland, D. K. Gaskill, J. A. Freitas, M. Asif Khan, D. T. Olson, and J. N. Kuzina: Optically detected magnetic resonance of GaN films grown by organometallic chemical-vapor deposition. *Phys. Rev. B* **51**(19), pp. 13326 (1995)
- [154] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, and N. Iwasa: Thermal Annealing Effects on P-Type Mg-Doped GaN Films. *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, pp. L139 (1992)
- [155] M. Smith, G. D. Chen, J. Y. Lin, H. X. Jiang, A. Salvador, B. N. Sverdlov, A. Botchkarev, H. Morkoc, and B. Goldenberg: Mechanisms of band-edge emission in Mg-doped p-type GaN. *Appl. Phys. Lett.* **68**(14), pp. 1883 (1996)

- [156] F. Hitzel, G. Klewer, S. Lahmann, U. Rossow, and A. Hangleiter: Narrow high-energy emission lines in high-resolution near-field spectroscopy on GaInN/GaN quantum wells. *Phys. Stat. Sol.(c)* **1**(10), pp. 2520 (2004)
- [157] J. H. Mazur, M. Benamara, Z. Liliental-Weber, W. Swider, J. Washburn, C. J. Eiting, and R. D. Dupuis: Effect of the Doping and the Al Content on the Microstructure and Morphology of Thin $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ Layers Grown by MOCVD. *MRS Intern. J.* **5S1W3.77**, (2000)
- [158] C. B. Soh, S. J. Chua, S. Tripathy, W. Liu, and D. Z. Chi: The influence of V defects on luminescence properties of AlInGaN quaternary alloys. *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, pp. 729 (2005)
- [159] J. Off: Epitaxie und optoelektronische Eigenschaften von GaN und verwandten Verbindungshalbleitern. Dissertation, Fakultät Physik der Universität Stuttgart (2001)
- [160] S. Nakamura, N. Iwasa, M. Senoh, and T. Mukai: Hole Compensation Mechanism of P-Type GaN Films. *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**(5A), pp. 1258 (1992)
- [161] B. K. Meyer, A. Hoffmann, and P. Thurian: Defect spectroscopy in the nitrides. Editor: B. Gil: Group III nitride semiconductor compounds (Oxford Science Publications) **7**, pp. 242 (1998)
- [162] M. Cazzanelli, C. Vinegoni, D. Cole, J. G. Lunney, P. G. Middleton, C. Trager-Cowan, K. P. O'Donnell, and L. Pavesi: Luminescent properties of GaN thin films prepared by pulsed laser deposition. *Mat. Sci. Eng.* **B59**, pp. 137 (1999)
- [163] S. Khatsevich, D. H. Rich, X. Zhang, W. Zhou, and P. D. Dapkus: Temperature dependence of excitonic recombination in lateral epitaxially overgrown InGaN/GaN quantum wells studied with cathodoluminescence. *J. Appl. Phys.* **95**(4), pp. 1832 (2004)
- [164] A. J. Fischer, W. Shan, J. J. Song, Y. C. Chang, R. Horning, and B. Goldenberg: Temperature-dependent absorption measurements of excitons in GaN epilayers. *Appl. Phys. Lett.* **71**(14), pp. 1981 (1997)
- [165] S. Srinivasan, M. Stevens, F. A. Ponce, and T. Mukai: Polychromatic light emission from single InGaN quantum wells grown on pyramidal GaN facets. *Appl. Phys. Lett.* **87**(13), pp. 131911 (2005)
- [166] F. Hitzel, U. Ahrend, N. Riedel, U. Rossow, and A. Hangleiter: High resolution near-field spectroscopy investigation of tilted InGaN quantum wells. *Phys. Stat. Sol.(c)* **0**(7), pp. 2674 (2003)
- [167] H.-K. Yuh, E. Yoon, S. K. Shee, J. B. Lam, C. K. Choi, G. H. Gainer, G. H. Park, S. J. Hwang, and J. J. Song: Effect on the number of wells on optical and structural properties in InGaN quantum well structures grown by metalorganic chemical vapor deposition. *J. Appl. Phys.* **91**(5), pp. 3483 (2002)

- [168] A. Hangleiter, D. Fuhrmann, M. Grewe, F. Hitzel, G. Klewer, S. Lahmann, C. Netzel, N. Riedel, and U. Rossow: Towards understanding the emission efficiency of nitride quantum wells. *Phys. Stat. Sol.(a)* **201**, pp. 2808 (2004)
- [169] P. Michler, A. Hangleiter, M. Moser, M. Geiger, and F. Scholz: Influence of barrier height on carrier lifetime in $\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{P}/(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{1-y}\text{In}_y\text{P}$ single quantum wells. *Phys. Rev. B* **46**(11), pp. 7280 (1992)
- [170] O. Briot: MOVPE growth of nitrides. Editor: B. Gil: Group III nitride semiconductor compounds (Oxford Science Publications) **3**, pp. 70 (1998)
- [171] T. Satake, Y. Masumoto, T. Miyajima, T. Asatsuma, F. Nakamura, and M. Ikeda: Localized exciton and its stimulated emission in surface mode single-layer $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. *Phys. Rev. B* **57**(4), pp. R2041 (1998)
- [172] M. Spieker: Untersuchung zur optischen Verstärkung und internen Feldern von (In, Ga, Al)N-Heterostrukturen. Diplomarbeit, Institut für Technische Physik der Technischen Universität Braunschweig (2002)
- [173] R. Seitz, C. Gaspar, T. Monteiro, E. Pereira, M. Leroux, B. Beaumont, and P. Gibart: Temperature behaviour of yellow emission in GaN. *MRS Internet Journal of Nitride Semi. Res.* **2**, 36 (1997)
- [174] Ch. Manz, M. Kunzer, H. Obloh, A. Ramakrishnan, and U. Kaufmann: $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ band offsets as inferred from the deep, yellow-red emission band in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. *Appl. Phys. Lett.* **74**(26), pp. 3993 (1999)
- [175] D. R. Hang, C. H. Chen, Y. F. Chen, H. X. Jiang, and J. Y. Lin: $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ band offsets determined by deep-level emission. *J. Appl. Phys.* **90**(4), pp. 1887 (2001)
- [176] P. G. Eliseev, M. Osinski, H. Li, and I. V. Akimova: Rekombination balance in green-light-emitting GaN/InGaN/AlGaIn quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **75**(24), pp. 3838 (1999)
- [177] J. Piprek, and S. Nakamura: Physics of High-Power InGaIn/GaN Lasers. *IEE Proc., Optoelectronics* **149**(4), pp. 145 (2002)
- [178] S. Figge, T. Böttcher, D. Hommel, C. Zellweger, and M. Illegems: Heat generation and dissipation in GaN-based light emitting devices. *Phys. Stat. Sol.(a)* **200**(1), pp. 83 (2003)
- [179] L. Sugiura: Dislocation motion in GaN light-emitting devices and its effect on device lifetime. *J. Appl. Phys.* **81**(4), pp. 1633 (1997)
- [180] M. D. McClusky, L. T. Romano, B. S. Krusor, N. M. Johnson, T. Suski, and J. Jun: Interdiffusion of In and Ga in InGaIn quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **73**(9), pp. 1281 (1998)
- [181] C.-C. Chuo, C.-M. Lee, and J.-I. Chyi: Interdiffusion of In and Ga in InGaIn/GaN multiple quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **78**(3), pp. 314 (2001)

- [182] A. V. Akimov, S. A. Cavill, A. J. Kent, N. M. Stanton, T. Wang, and S. Sakai: Phonon emission by photoexcited carriers in InGaN/GaN multiple quantum wells. *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, pp. 3445 (2002)
- [183] F. Manyakhin, A. Kovalev, and A. E. Yunovich: Aging Mechanisms of In-GaN/AlGaIn/GaN Light-Emitting Diodes Operating at High Currents. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **3**(53), (1998)

Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei all jenen Personen, die mit ihrer fachlichen oder moralischen Hilfe, direkt mit Arbeitsaufwand oder durch Diskussionen oder indirekt durch sonstige Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. A. Hangleiter für die Aufnahme in seiner Arbeitsgruppe, die Übernahme des Hauptberichts, die stetige, professionelle Anleitung und Beratung während der Doktorarbeit und eine Zusammenarbeit, die immer an den aktuellen Entwicklungen im Themengebiet der Nitrid-Halbleiter orientiert war und so viele neue Impulse für die Forschungsaktivitäten aufwarf, aber zusätzlich auch viel Spielraum für eigene Ideen ließ.

Herrn Prof. Dr. F. J. Litterst für die freundliche Übernahme des Mitberichts.

Dr. Uwe Rossow, Sandra Lahmann, Sabine Heppel, Nicole Riedel, Martina Finke, Daniel Fuhrmann, Frank Hitzel, Thomas Riedl, Dr. Heiko Bremers und Andreas Buchholz für die jahrelange Zusammenarbeit in der Arbeitsgruppe für Optoelektronik am Institut für Angewandte Physik, für die kontinuierliche Herstellung neuer Halbleiterstrukturen, unterstützende Messungen, Einweisungen und Anleitungen zu verschiedensten Versuchsaapparaturen und den allgemeinen fachlichen Austausch.

Maike Spieker, Bianca Postels, Radu Doloca, Marco Greve, Ulf Ahrend, Gerrit Klewer, Alexander Harke, Thomas Retzlaff, Daniel Dräger, Lars Hoffmann und Tobias Litte, die als Diplomanden in der Arbeitsgruppe viel Forschungsarbeit geleistet und viele hilfreiche Messungen durchgeführt haben, und die fortwährend für Dynamik im Forschungsbetrieb und im Umfeld der Arbeitsgruppe gesorgt haben.

Allen anderen Mitarbeitern des Instituts für Angewandte Physik, den Forschungsabteilungen von OSRAM Opto Semiconductors, dem Fraunhofer Institut für angewandte Physik in Freiburg, sowie den Instituten der Universitäten Regensburg, Stuttgart und Ulm, die sich mit der Optoelektronik der Gruppe-III-Nitride beschäftigten und mit denen über lange Zeit kooperiert wurde, für die Unterstützung und Zusammenarbeit in den letzten Jahren.

All jenen, die mithalfen, die Voraussetzungen für diese Doktorarbeit zu erfüllen, indem sie finanzielle Unterstützung und Ermutigung aufbrachten, wie meine Eltern, indem sie mich während meines Studiums begleiteten oder permanent freundschaftlich zur Seite standen: Fabian Heidrich-Meisner, Ole Krüger, Peter Kuehs, Maike Spieker, Nicole Riedel, Dagmar Schumacher, Maik Batke, Rene Fritsch, Daniel Fuhrmann, Bianca Postels,

Olaf Zelesnik, WG-Schunterstrasse und vielen mehr, die hier leider nicht alle aufgezählt werden können.

Lebenslauf

Name	Carsten Netzel
Geboren am	09.09.1974
Geburtsort	Peine
Staatsangehörigkeit	Deutsch
Schulbildung	08/1987 – 06/1994 Gymnasium am Silberkamp in Peine Abitur
Wehrdienst	07/1994 – 06/1995 Grundwehrdienst Panzergrenadierlehrbataillon 332 in Wesendorf
Studium	10/1995 – 05/2002 Physikstudium Technische Universität in Braunschweig Diplom Diplomarbeit: "Zeitaufgelöste Spektroskopie zu nichtstrahlenden Rekombinationsprozessen in GaInN/GaN/AlGaIn-Heterostrukturen" am Institut für Technische Physik 10/1998 – 09/2001 Informatikstudium Technische Universität in Braunschweig Vordiplom
Promotion	Seit 06/2002 Promotion am Institut für Angewandte Physik Technische Universität in Braunschweig